

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**

**Departamento de Física de la Tierra, Astronomía y Astrofísica I**



**NUBES DE CAPA LÍMITE ATMOSFÉRICA: ESTUDIO  
NUMÉRICO Y EXPERIMENTAL**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR**

**PRESENTADA POR**

**Enrique Sánchez Sánchez**

Bajo la dirección del doctor

**Joan Cuxart Rodamilans**

**Madrid, 2004**

**ISBN:978-84-669-1765-0**

**©Enrique Sánchez Sánchez, 2002**

# Índice general

<b>1. Introducción. Objetivos del trabajo</b>	<b>1</b>
<b>2. Nubes de capa límite atmosférica. Descripción física y dinámica</b>	<b>5</b>
2.1. Capa límite planetaria. Capa límite planetaria seca . . . . .	5
2.2. Nubes de capa límite. Estratocúmulos y cúmulos . . . . .	6
2.3. Descripción termodinámica de las nubes de capa límite . . . . .	9
2.4. Importancia e interés de las nubes de capa límite . . . . .	11
2.5. Estudios observacionales de nubes de capa límite . . . . .	12
2.5.1. Estratocúmulos . . . . .	12
2.5.2. Cúmulos . . . . .	14
2.6. Procesos físicos importantes en las nubes de capa límite . . . . .	16
2.6.1. Turbulencia . . . . .	16
2.6.2. Condensación y evaporación . . . . .	17
2.6.3. Procesos radiativos . . . . .	17
2.6.4. Entrainment . . . . .	19
2.6.5. Microfísica . . . . .	23
2.7. Dinámica de una capa límite nubosa estacionaria simple . . . . .	25
2.7.1. Dinámica de una capa de estratocúmulos . . . . .	25
2.7.2. Procesos dinámicos en un cúmulo aislado . . . . .	26
2.7.3. Interacción entre turbulencia y procesos de mayor escala . . . . .	27
2.8. Evolución temporal de una capa límite nubosa . . . . .	28
2.8.1. Aparición de una capa de estratocúmulos . . . . .	28
2.8.2. Desaparición de una capa de estratocúmulos . . . . .	29
2.8.3. Proceso típico de aparición de un cúmulo somero . . . . .	30
2.8.4. Ciclo de vida de un cúmulo aislado . . . . .	31
2.9. Estadística y geometría de los cúmulos de capa límite . . . . .	32

<b>3. Modelización numérica de la capa límite nubosa. Metodología</b>	<b>35</b>
3.1. Introducción. Estudios mediante modelos numéricos . . . . .	35
3.1.1. Modelos de muy alta resolución (LES) . . . . .	36
3.1.2. Modelos unidimensionales o de columna (SCM) . . . . .	37
3.1.3. Modelos numéricos y observaciones . . . . .	39
3.2. Escalas relevantes en una capa límite nubosa . . . . .	39
3.2.1. Estructura espectral de la capa límite . . . . .	41
3.3. Aspectos estadísticos en la descripción de la capa límite . . . . .	42
3.3.1. Promedios de Reynolds . . . . .	43
3.3.2. Promedios en modelos numéricos. Valores resueltos y submalla . . . . .	44
3.4. Ecuaciones de evolución de una capa límite nubosa . . . . .	45
3.4.1. Aproximaciones y simplificaciones . . . . .	47
3.4.2. El problema del cierre . . . . .	49
3.4.3. Aspectos específicos de una capa límite nubosa . . . . .	53
3.5. Parametrizaciones importantes en procesos nubosos . . . . .	54
3.5.1. Procesos radiativos . . . . .	54
3.5.2. Entrainment . . . . .	55
3.5.3. Flujos en superficie . . . . .	57
3.5.4. Mezcla turbulenta . . . . .	58
3.5.5. Representación de los procesos de condensación . . . . .	65
3.5.6. Turbulencia húmeda y convección . . . . .	67
3.6. Metodología del trabajo: el modelo Meso-NH . . . . .	68
3.6.1. El esquema de turbulencia . . . . .	68
3.6.2. Aspectos específicos en presencia de condensación . . . . .	69
3.6.3. Versión SCM de Meso-NH . . . . .	71
<b>4. Simulación LES de estratocúmulos estacionarios (caso EUCREM-A)</b>	<b>73</b>
4.1. Introducción. Interés y descripción de la simulación . . . . .	73
4.2. Resultados . . . . .	76
4.2.1. Estacionariedad. Series temporales . . . . .	76
4.2.2. Campos medios de la capa límite de estratocúmulos . . . . .	78
4.2.3. Diagnósticos condicionados: ascensos y descensos . . . . .	80
4.2.4. Estructura tridimensional . . . . .	81
4.2.5. Descripción de la turbulencia. Asimetría . . . . .	84
4.2.6. Otros aspectos de la simulación LES . . . . .	87

4.2.7. Espectros . . . . .	88
4.3. Pruebas de sensibilidad de la simulación . . . . .	89
4.4. Conclusiones . . . . .	92
<b>5. Simulación LES de cúmulos someros de cobertura baja (caso BOMEX)</b>	<b>93</b>
5.1. Introducción. Interés y descripción de la simulación . . . . .	93
5.2. Resultados . . . . .	96
5.2.1. Estacionariedad. Series temporales . . . . .	96
5.2.2. Campos medios de la capa límite nubosa de cúmulos . . . . .	98
5.2.3. Diagnósticos condicionados: área de nubes . . . . .	99
5.2.4. Estructura tridimensional . . . . .	102
5.2.5. Descripción de la turbulencia. Asimetría . . . . .	106
5.3. Pruebas de sensibilidad de la simulación . . . . .	111
5.4. Conclusiones . . . . .	113
<b>6. Simulación LES de cúmulos someros de cobertura media (caso ATEX)</b>	<b>115</b>
6.1. Introducción. Interés y descripción de la simulación . . . . .	115
6.2. Resultados . . . . .	118
6.2.1. Estacionariedad. Series temporales . . . . .	118
6.2.2. Campos medios de la capa límite nubosa de cúmulos . . . . .	120
6.2.3. Diagnósticos condicionados: área de nubes . . . . .	121
6.2.4. Estructura tridimensional . . . . .	123
6.2.5. Descripción de la turbulencia. Asimetría . . . . .	128
6.3. Pruebas de sensibilidad de la simulación . . . . .	132
6.4. Conclusiones . . . . .	133
<b>7. Simulaciones unidimensionales (SCM) de la capa límite nubosa</b>	<b>135</b>
7.1. Introducción . . . . .	135
7.2. Versión SCM de Meso-NH: longitud de mezcla en presencia de nubes . . . . .	136
7.2.1. Longitud no saturada (BL89) . . . . .	137
7.2.2. Longitud saturada (BL89-sat) . . . . .	137
7.2.3. Longitud parcialmente saturada (BL89-psat) . . . . .	138
7.3. Caso estratocúmulos estacionarios: EUCREM-A . . . . .	141
7.3.1. Evolución temporal . . . . .	141
7.3.2. Campos medios de la capa límite de estratocúmulos . . . . .	142



7.3.3. Descripción de la turbulencia . . . . .	143
7.4. Caso cúmulos someros de baja cobertura (BOMEX) . . . . .	145
7.4.1. Evolución temporal . . . . .	146
7.4.2. Campos medios de la capa límite de cúmulos de cobertura baja . . . .	148
7.4.3. Descripción de la turbulencia . . . . .	149
7.5. Caso cúmulos someros de cobertura media (ATEX) . . . . .	151
7.5.1. Evolución temporal . . . . .	151
7.5.2. Campos medios de la capa límite de cúmulos de cobertura media . . .	152
7.5.3. Descripción de la turbulencia . . . . .	154
7.6. Conclusiones . . . . .	155
<b>8. Conclusiones y perspectivas</b>	<b>157</b>
 <b>APÉNDICES</b>	 <b>160</b>
<b>A. Siglas y Acrónimos</b>	<b>163</b>
A.1. Campañas observacionales . . . . .	163
A.2. Acrónimos . . . . .	163
<b>B. Participación en congresos e intercomparaciones</b>	<b>165</b>
<b>C. Notación empleada</b>	<b>167</b>
 <b>BIBLIOGRAFÍA</b>	 <b>170</b>
 <b>ARTÍCULOS</b>	 <b>186</b>

# Capítulo 1

## Introducción. Objetivos del trabajo

La capa límite atmosférica es la zona de la atmósfera más cercana al suelo, y se caracteriza porque la presencia de esa barrera física modifica el comportamiento del aire de forma directa, típicamente mediante el comportamiento turbulento del mismo. La existencia de mezcla turbulenta da lugar al aumento muy importante de la intensidad del transporte de las diferentes magnitudes (masa, calor, humedad, momento) desde el suelo hasta la atmósfera libre. De los múltiples procesos físicos que tienen lugar en la capa límite, y que influyen en las características del estado turbulento del flujo atmosférico, en este trabajo se van a estudiar aquellos relacionados con los procesos de condensación y evaporación que pueden ocurrir en su seno, mediante la formación de nubes. Respecto a un caso seco (sin alcanzar en ningún punto condiciones de saturación), la presencia de nubes añade una importante fuente de energía para la generación de turbulencia mediante esa liberación de calor latente. Para analizar estos procesos, en este trabajo se va a estudiar los diferentes tipos de nubes de capa límite que van desde los estratocúmulos (nubes que cubren completamente el cielo), hasta los cúmulos someros, que pueden ocupar típicamente un 10 o 15 % de cielo. Los estratocúmulos constituyen un elemento muy importante del estudio climático de amplias zonas del planeta, pues su presencia altera de forma importante el balance radiativo cerca del suelo. Los cúmulos someros también presentan gran interés por cuanto que reflejan procesos de transporte intenso desde el suelo hasta la atmósfera libre, y desde la perspectiva de su modelización numérica son procesos de parametrización<sup>1</sup> muy compleja de plantear. Este estudio se realizará a través del análisis mediante modelos numéricos de tres casos simplificados de nubosidad estacionaria en la capa límite. Estos casos han sido elegidos para este trabajo porque constituyen situaciones extensamente estudiadas por modelos numéricos de alta resolución y empleados para analizar las parametrizaciones más frecuentes de estos procesos atmosféricos, pues han formado parte de trabajos de intercomparación entre modelos realizados en el marco de proyectos europeos y

---

<sup>1</sup>Una parametrización es una aproximación o simplificación de un proceso físico, bien por su complejidad, bien por un no completo conocimiento de su origen o mecanismos, bien por limitaciones numéricas o computacionales. Se analizan las más importantes relacionadas con las nubes de capa límite en el apartado 3.5

también en reuniones bajo el amparo de la OMM. Dichos casos de estudio fueron elegidos por tratarse de condiciones sencillas y prototípicas de los diferentes tipos de nubosidad de la capa límite en condiciones estacionarias, y sobre todo por contar con una base de datos observacional suficientemente aceptable para poder contrastar los resultados que los modelos numéricos obtengan con cierto detalle. En ellos se podrán estudiar los aspectos y procesos clave que controlan y definen cada tipo de nubosidad, y sus características más importantes.

Esas situaciones prototípicas propuestas son:

1. una capa límite de estratocúmulos simple (cobertura completa, 100 %).
2. una capa límite con cúmulos de baja cobertura (en torno al 10-15 %).
3. un caso intermedio, con cúmulos, pero de una cobertura mayor (40-50 %), con tendencia a generar una capa de estratocúmulos en la cima de la capa límite.

Mediante un modelo numérico tridimensional de muy alta resolución (LES), que permite analizar en detalle (hasta decenas de metros) las características físicas y dinámicas, y la estructura turbulenta de la capa límite nubosa, y se aplicará al estudio de los tres casos planteados. A continuación, se estudiarán de nuevo los mismos tres casos, pero con un modelo de columna o unidimensional (SCM), que conserva el mismo esquema numérico vertical del LES anterior, pero debe parametrizar todos los procesos de transporte turbulento y de la física que el modelo tridimensional podía resolver. Los modelos de menor resolución (operativos y de circulación general) deben describir la capa límite y su nubosidad asociada mediante aproximaciones de tipo columna, pues su resolución horizontal es demasiado baja (varios kilómetros al menos) para describir estos procesos explícitamente. Por tanto, un modelo SCM es en buena medida una aproximación a los esquemas que esos modelos emplean para representar parametrizadamente los diferentes procesos. Pero además, al realizar las simulaciones unidimensionales con una “versión simplificada” del modelo tridimensional, su comparación será consistente, y además servirá de banco de pruebas para estudiar en detalle mediante la descripción completa (LES) las parametrizaciones clave del SCM, e intentar encontrar sus limitaciones y mejoras posibles, especialmente las asociadas la descripción de procesos nubosos.

El trabajo se estructura entonces de la siguiente manera:

- En el capítulo 2 se introducen los diferentes aspectos físicos y dinámicos de la capa límite nubosa. Se describen los diferentes estudios observaciones realizados sobre este tipo de nubes, así como las características termodinámicas de los mismos, y los procesos principales que parecen controlan su evolución temporal.
- A continuación, en el capítulo 3 se describen las características más relevantes de la modelización numérica aplicada al estudio la capa límite nubosa, así como su relación con los datos observacionales que permiten comprobar su bondad. Se introducen los

---

aspectos más importantes de los modelos LES y los SCM. Además se introduce en detalle, en el apartado de metodología, el modelo numérico (Meso-NH) empleado en este trabajo, en su versión LES y en su descripción SCM.

- En los capítulos 4, 5 y 6, se estudian detalladamente los tres casos prototípicos de capa límite nubosa planteados para su estudio (capa de estratocúmulos, cúmulos de baja cobertura, y cúmulos de cobertura media, respectivamente), mediante el modelo numérico Meso-NH LES.
- En el capítulo 7 se estudian esos tres mismos casos, mediante el modelo unidimensional. Se analizan los aspectos clave del modelo 1D para describir los diferentes tipos de capa límite nubosa, incidiendo en los parámetros más críticos en ello, y en aquellos menos sensibles para la descripción de cada situación. Se contrastan con los resultados obtenidos en los capítulos anteriores mediante el modelo tridimensional LES para analizar las deficiencias y puntos fuertes del SCM. Se incide específicamente en el uso de la parametrización de una longitud de mezcla que sea capaz, mediante una única formulación común a todo el espectro de nubes de capa límite, aun cuando las características físicas y dinámicas sean muy diferentes.
- Finalmente, en el último capítulo se plantean las conclusiones del trabajo, resumiendo las desarrolladas en cada capítulo individual anterior, y las perspectivas y líneas de continuación del mismo.
- En los apéndices se incluye una lista de los acrónimos y siglas empleadas en este trabajo (Apéndice A), en el Apéndice B se describen los proyectos y congresos de intercomparación relacionados directamente con el trabajo en los que el modelo empleado ha participado, y en el Apéndice C se muestra la notación empleada para las variables y magnitudes en este trabajo.
- En el último apartado de incluyen los artículos directamente relacionados con este trabajo, bien formando parte de intercomparaciones entre modelos, bien en presentaciones en congresos.



## Capítulo 2

# Nubes de capa límite atmosférica. Descripción física y dinámica

### 2.1. Capa límite planetaria. Capa límite planetaria seca

La *capa límite planetaria o atmosférica* (CLA, en inglés, ABL<sup>1</sup>) admite múltiples definiciones según las características de la misma que se quieran resaltar en su descripción. El estado turbulento del flujo atmosférico es la característica más importante que tradicionalmente se asocia con esta zona de la atmósfera, aunque se trata de un fenómeno del que las causas que lo originan y su descripción detallada aún hoy no se ha conseguido explicar completamente. Las diversas definiciones que se pueden encontrar de la CLA suelen conllevar una cierta ambigüedad o generalidad en la descripción de sus características. Así, Stull (1988) la define como ‘aquella zona de la atmósfera que es influida de manera directa por la presencia del suelo, respondiendo a los forzamientos del mismo en escalas de tiempo de una hora o menos’. Nieuwstadt y Duynkerke (1995) lo expresan como ‘aquella región de la atmósfera en la que los valores de las magnitudes atmosféricas (humedad, viento, temperatura) se ajustan desde sus valores en la atmósfera libre a aquellos que tienen en el suelo’. Garratt (1992), en cambio, la define a partir de las características que el flujo atmosférico presenta en su interior: ‘altamente rotacional, tridimensional, disipativo (para que la turbulencia no desaparezca debe existir un aporte continuo de energía), trayectorias detalladas de las partículas no predecibles con exactitud, velocidad de transporte y mezcla varios órdenes de magnitud superior respecto a la difusión molecular’. La idea principal que subyace en todas estas definiciones es, por tanto, el estado habitualmente turbulento del flujo atmosférico, y su efecto sobre el comportamiento y la evolución de las magnitudes atmosféricas. Si a las características anteriores de la capa límite se añade la existencia de nubes, se habla entonces de una *capa límite cubierta por nubes* (CTBL)<sup>2</sup>. A las dificultades intrínsecas del estudio del estado turbulento de la atmósfera, han

---

<sup>1</sup>ABL: Atmospheric Boundary Layer

<sup>2</sup>CTBL: Cloud Topped Boundary Layer

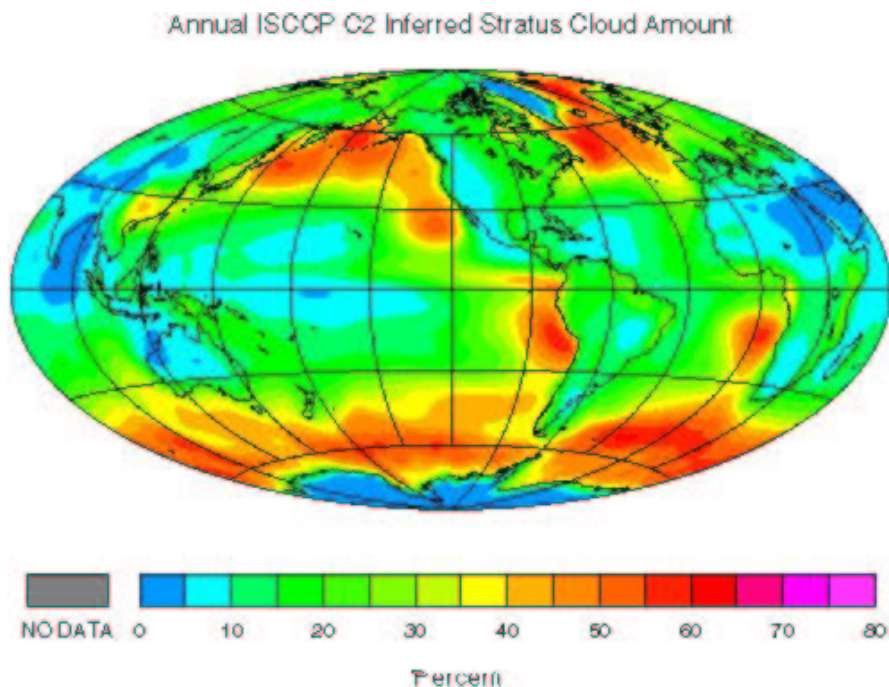
de tenerse en cuenta entonces también los procesos energéticos de absorción y liberación de calor latente asociados al cambio de fase del vapor de agua. No obstante, los conocimientos y estudios desarrollados para una capa límite seca constituyen una referencia importante como punto de partida para analizar los efectos de la presencia de nubes. Entre los diferentes tipos de nubes que pueden aparecer en una capa límite, se pueden distinguir tres tipos básicos: estratocúmulos, cúmulos de buen tiempo, y nieblas, aunque el estudio de éstas últimas queda fuera de este trabajo, pues su origen y descripción las diferencia de los otros dos tipos.

## 2.2. Nubes de capa límite. Estratocúmulos y cúmulos

**Estratocúmulos** La palabra *estrato* informa de su aspecto de capa de gran extensión horizontal, con movimientos verticales de velocidad pequeña. Los estratocúmulos son nubes bajas (típicamente dentro del primer kilómetro de atmósfera), guardando muchas similitudes con los estratos propiamente dichos. Aunque también mantienen significativas diferencias: los estratocúmulos poseen estructuras claramente identificables en su cima, mientras que los estratos presentan un aspecto más difuso (Houze, 1993). Esa estructura, normalmente celular, se asocia a movimientos convectivos dentro de la nube (Garratt, 1992), llegando a observarse estructuras de mesoescala como las calles de nubes, relacionadas con determinadas condiciones de viento a gran escala. Los estratos pueden crearse a partir de la niebla, cuyo origen energético estaría entonces causado por un enfriamiento desde abajo (típicamente asociado a una masa de aire que recorre un suelo más frío que ella). Mientras, los estratocúmulos suelen ser nubes elevadas, ocupando la parte superior de la capa límite atmosférica, y cuya fuente de energía es el enfriamiento radiativo en la cima de esa capa nubosa (Houze, 1993). La flotabilidad es la principal fuente de energía tanto en estratos como en estratocúmulos, aunque en los estratos la cizalla frecuentemente juega un papel importante.

Sobre el océano los estratocúmulos pueden llegar a cubrir extensiones horizontales de hasta 1000 km. Verticalmente pueden medir desde 100 m hasta varios cientos de metros. Una CTBL simple de estratocúmulos está formada por una capa sin nubes junto al suelo y otra capa nubosa por encima, que llega normalmente hasta una inversión térmica o de subsidencia. Ambas capas suelen estar acopladas mediante la mezcla turbulenta (Turton y Nicholls, 1987). Con mucha frecuencia la estructura vertical real es más compleja, estando formada por varias capas de nubes, y donde la mezcla turbulenta no alcanza el suelo, por la existencia de diferentes grados de desacople entre capas. Schubert *et al.* (1979) describen las zonas del planeta de mayor frecuencia y persistencia, destacando grandes extensiones de estratocúmulos cuasipermanentes en las zonas Este de los océanos (como por ejemplo cerca de la costa de California, o en la zona de comienzo de los alisios en latitudes medias sobre el Atlántico). La razón de ello es porque, desde una perspectiva climatológica, en esas zonas existen inversiones de subsidencia relativamente fuertes durante largos periodos de tiempo, que limitan el ascenso vertical de la humedad originada en la superficie oceánica, y generan las condiciones adecuadas para su aparición. Estas condiciones se generan en estas zonas de entre 20° y 40° de

latitud en los períodos de verano por la suma de la existencia de altas presiones subtropicales y de corrientes oceánicas relativamente frías generadas por afloramientos de agua profunda (Paluch y Lenschow, 1991).



**Figura 2.1:** Distribución climatológica de nubes bajas, a partir de medidas de satélite

En la figura 2.1 se muestran los resultados de un estudio climatológico a partir de datos de satélite del proyecto ISCCP<sup>3</sup> (estudiados en Klein y Hartmann (1993), y también cedido por D. L. Hartmann<sup>4</sup>), que corroboran la distribución geográfica comentada, especialmente los máximos de las zonas Este de los grandes océanos.

Sobre áreas continentales, los estratocúmulos muestran una persistencia claramente inferior, probablemente debido al menor y más irregular aporte de humedad respecto a las zonas oceánicas. Estos procesos de superficie más complejos dan lugar a una dinámica nubosa también más compleja (Albrecht, 1998). No obstante, Nicholls (1984) muestra que hasta el 50 % de las observaciones de nubes sobre Gran Bretaña corresponden a estratocúmulos.

**Cúmulos** Un cúmulo aislado es una nube de aspecto de coliflor, con un grado variable de desarrollo vertical, que etimológicamente está relacionado con la idea de ‘acumular’ o ‘apilar’ (Houze, 1993). El adjetivo cumuliforme se emplea para describir aquel tipo de nubes “compuestas por corrientes de aire de ascenso rápido, que dan a las nubes un aspecto de torreón o burbujeante”. Los cúmulos aislados no suelen ocupar extensiones horizontales mayores de 1 kilómetro, pero verticalmente pueden tener tamaños muy variables (desde decenas de metros

<sup>3</sup>ISCCP: International Satellite Cloud Climatology Project

<sup>4</sup>[www.atmos.washington.edu/~dennis](http://www.atmos.washington.edu/~dennis)



hasta varios kilómetros). Si su desarrollo vertical se produce sólo dentro de la capa límite se denominan cúmulos de buen tiempo, humildes, de los alisios (pues aparecen frecuentemente en la zona subtropical de la célula de Hadley), o más habitualmente, cúmulos someros (Garratt, 1992). Su extensión vertical no supera entonces los 1-2 kilómetros que puede llegar a ocupar la capa límite, y se caracterizan por no generar precipitación en cantidades significativas, por la ausencia de la fase sólida del agua, frente a los cúmulonimbos, de gran desarrollo vertical, que frecuentemente cubren toda la troposfera, con velocidades verticales muy superiores en su interior, y con procesos microfísicos mucho más complejos (presencia de hielo, granizo, precipitación, ..). Los procesos de mezcla a pequeña escala que se producen en la superficie lateral y en la cima de la nube (denominados *entrainment* y *detrainment* <sup>5</sup>), son muy importantes en la caracterización de la física de estas nubes. Su dinámica puede ser descrita a partir de los conceptos típicos de la convección: corrientes ascendentes que generan condensación, y los movimientos compensatorios descendentes asociados, de la misma manera que los cúmulos de mayor desarrollo. Aunque los cúmulos someros pueden encontrarse aislados, con frecuencia se observan agrupaciones nubosas de mayor escala, como estructuras denominadas calles o bandas de nubes (Betts, 1986; Houze, 1993), donde algunas magnitudes (como la velocidad vertical de gran escala) tienen una gran influencia en su desarrollo global.

**Transiciones. Situaciones intermedias** Ambos tipos de nubes de capa límite pueden existir de forma separada, aunque tampoco es infrecuente observarlos de forma simultánea. Por ejemplo, en la rama inferior de la célula de Hadley (en latitudes entre 20° y 40°), siguiendo a los alisios según se acercan al ecuador, se puede observar con gran frecuencia como la capa límite nubosa evoluciona desde una con estratocúmulos hacia otra en la que empiezan a aparecer cúmulos penetrando en la capa de estratocúmulos. Cerca del ecuador, en la *zona de convergencia intertropical* (ITCZ) <sup>6</sup> los cúmulos someros evolucionan hacia cúmulos de mayor desarrollo, o incluso cúmulonimbos, según va disminuyendo la intensidad de la subsidencia y aumentando la *temperatura de la superficie del océano* (SST) <sup>7</sup>. El concepto de nube de capa límite no es entonces tan claro, los procesos son puramente de convección profunda, y el efecto del suelo ya no es tan directo. En Martin *et al.* (1995); de Roode y Duynkerke (1997) se describen algunas de las características de este tipo de transiciones en la capa límite nubosa. Desde el punto de vista climatológico Klein *et al.* (1995) muestran la gran cantidad de factores que pueden influir en la nubosidad total en estas transiciones y en su variabilidad interanual: la SST, la variación en las condiciones termodinámicas por encima de la inversión, pero también la subsidencia, la presión al nivel del mar, las advecciones de temperatura y los vientos en superficie, aspectos todos muy dependientes de las condiciones a nivel climático

<sup>5</sup>el entrainment es un proceso de mezcla turbulenta a pequeña escala que sucede en la interfase entre dos fluidos distintos, o de un único fluido, pero con condiciones claramente diferenciadas, como por ejemplo en los bordes de las nubes. Se suele traducir como *entrañamiento*, *efecto de arraste* o *mezcla por arrastre*. Se analiza con detalle en el apartado 2.6.4

<sup>6</sup>ITCZ: InterTropical Convergence Zone

<sup>7</sup>SST: Sea Surface Temperature

de la circulación atmosférica de gran escala.

## 2.3. Descripción termodinámica de las nubes de capa límite

Desde el punto de vista termodinámico, una capa límite seca se puede describir mediante su temperatura potencial ( $\theta$ ) y algún parámetro de humedad (la razón de mezcla ( $r_v$ ) o la humedad específica ( $q_v$ )), el cual, en ausencia de cambio de fase, sólo posee fuentes y sumideros en el suelo:

$$r_v = \frac{M_{vapor}}{M_{seco}} = \frac{\frac{\rho_{vapor} V}{\rho_{seco} V}}{\frac{\rho_{seco} V}{\rho_{seco} V}} = \frac{\rho_{vapor}}{\rho_{seco}} \quad (2.1)$$

$$q_v = \frac{M_{vapor}}{M_{seco} + M_{vapor}} = \frac{\rho_{vapor}}{\rho_{vapor} + \rho_{seco}} \quad (2.2)$$

$M$  es la masa de vapor o de aire seco,  $\rho$  su densidad correspondiente, y  $V$  el volumen total ocupado por el gas. Ambas magnitudes son prácticamente equivalentes, pues  $M_{seco} \gg M_{vapor}$ . En este trabajo se empleará la razón de mezcla. La temperatura potencial se calcula como

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{R_d/c_p} \quad (2.3)$$

donde  $T$  es la temperatura (en Kelvin),  $p_0$  una presión de referencia (típicamente 1000 hPa),  $R_d$  la constante del aire seco, y  $c_p$  su calor específico a presión constante.

En un sistema termodinámico en el que se considera la presencia de humedad, la *temperatura virtual* ( $T_v$ ), permite comparar a través únicamente de su valor la flotabilidad de dos masas de aire. Se define como aquella temperatura a la que una parcela de aire seco, a presiones iguales, igualaría la densidad que la parcela con humedad  $r_v$  tiene. Una parcela con mayor  $T_v$  que otra será más densa, y por tanto, menos flotable. Su expresión se puede obtener fácilmente (Iribarne y Godson, 1981):

$$T_v = T \left( 1 + \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} r_v \right) \quad (2.4)$$

donde  $\varepsilon = R_d/R_v$  es el cociente entre las constantes del aire seco ( $R_d$ ) y del vapor ( $R_v$ ). Por tanto,  $\varepsilon = (R^*/m_d)/(R^*/m_v) = m_v/m_d$ , es decir, el cociente entre el peso molecular del aire seco ( $m_d \approx 29 \text{ g mol}^{-1}$ ) y del vapor de agua ( $m_v = 18 \text{ g mol}^{-1}$ ), obteniendo entonces  $\varepsilon \approx 0.622$ . La temperatura potencial virtual es entonces:

$$\theta_v = T_v \left( \frac{p_0}{p} \right)^{R_d/c_p} \simeq \theta \left( 1 + \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} r_v \right) \approx \theta (1 + 0.61 r_v) \quad (2.5)$$

siendo  $\theta_v$  entonces además invariante bajo movimientos adiabáticos. Esta variable es muy útil para analizar situaciones donde los procesos de generación de energía por flotabilidad es importante, como en presencia de condensaciones y evaporaciones en zonas con nubes. Si se considera la existencia de agua de nube, pero no de otras magnitudes asociadas (lluvia, hielo, etc ..) resulta de gran interés definir las siguientes magnitudes (Betts, 1973):

$$r_t = r_v + r_c \quad (2.6)$$

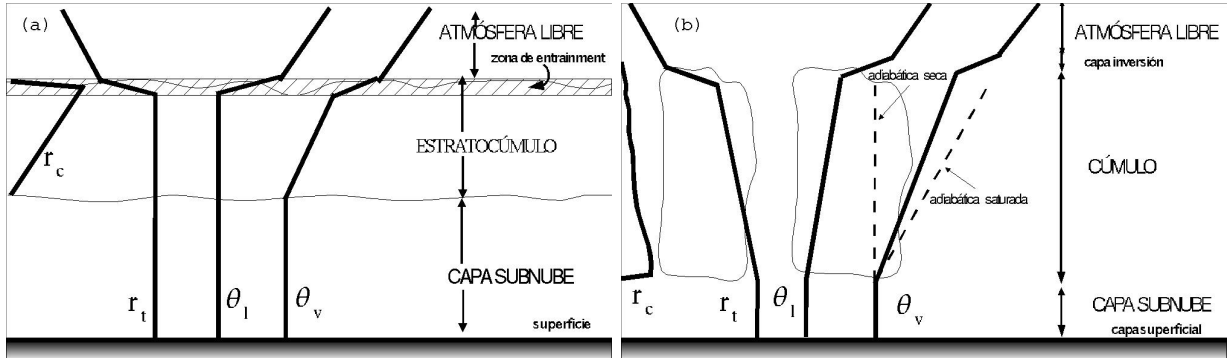
$$\theta_e = \theta + \left( \frac{L\theta}{c_p T} \right) r_v \quad (2.7)$$

$$\theta_l \approx \theta - \left( \frac{L\theta}{c_p T} \right) r_c \quad (2.8)$$

donde  $r_t$  es la humedad total,  $r_c$  es la cantidad de agua líquida,  $L$  es el calor latente de vaporización,  $\theta_e$  es la denominada *temperatura potencial equivalente*, y  $\theta_l$  la *temperatura potencial del agua líquida*.  $\theta_e$  se puede interpretar como el máximo valor de  $\theta$  alcanzable por condensación de todo el vapor  $r_v$ , mientras que  $\theta_l$  es la temperatura potencial mínima que se alcanza si se evapora todo el agua líquida  $r_c$  (Betts, 1982b). Se puede demostrar (Betts, 1973) que ambas variables son conservativas en movimientos de una parcela con cambios de fase únicamente entre vapor y líquido, sin presencia de precipitación. En este trabajo se emplea  $\theta_l$  frente a  $\theta_e$ , pues tiene la propiedad de que se reduce a  $\theta$  en ausencia de agua de nube, mientras que  $\theta_e$  depende de la humedad. Una de esas temperaturas junto con  $r_t$  y una variable de altura ( $z$  o  $p$ ) definen el sistema termodinámico completamente, con lo que a partir de ellas se puede deducir cualquier otra magnitud (Betts y Albrecht, 1987). El valor de  $\theta_v$  se modifica debido a la presencia de agua de nube, y ya no es una magnitud conservada para procesos adiabáticos con cambio de fase:

$$\theta_v = \theta \frac{1 + \frac{r_v}{\varepsilon}}{1 + r_t} \simeq \theta \left( 1 + \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} r_v - r_c \right) \approx \theta (1 + 0.61 r_v - r_c) \quad (2.9)$$

La presencia de agua de nube ( $r_c$ ) reduce el valor de  $\theta_v$ , pues la mayor densidad del agua respecto al vapor o al aire seco, debe implicar una disminución de la flotabilidad.



**Figura 2.2:** Esquema simplificado de la estructura termodinámica de una capa límite de estratocúmulos (a) y de cúmulos (b)

En las figuras 2.2 se muestra una descripción simplificada de la estructura termodinámica tanto de una capa de estratocúmulos (a) como de una capa típica de cúmulos someros (b). En ambos casos, la turbulencia genera una capa subnube bien mezclada respecto a las distintas variables termodinámicas. En el caso de los estratocúmulos, es clara la utilidad de las variables conservativas, pues sus perfiles están bien mezclados también en el interior de la nube en esas variables. En una capa de cúmulos el aspecto de capa bien mezclada no se cumple debido

a que los movimientos turbulentos que lo producen están confinados en la fracción de área ocupada por los cúmulos (Emanuel, 1994). El perfil de temperatura virtual medio muestra un gradiente intermedio entre el adiabático seco y el húmedo: por una parte, hay zonas con y sin nube, por lo que el perfil promedio mostrará entonces un aspecto intermedio, y no la adiabática húmeda como en los estratocúmulos; pero el perfil en el interior de las propias nubes cúmulo tampoco muestra el comportamiento completamente adiabático saturado, pues los procesos de entrainment lateral en este tipo de nube impiden que se cumpla la condición de adiabaticidad. Los perfiles de agua de nube son reflejo de los procesos básicos que intervienen: en una capa de estratocúmulos, muestra un perfil creciente con la altura, hasta alcanzar su máximo cerca de la cima de la capa, aunque dicho perfil es ligeramente inferior al calculado a partir de consideraciones adiabáticas, debido al entrainment en esa zona (ver apartado 2.6.4). En una capa límite con cúmulos, el perfil de agua de nube promediado a toda la capa muestra su máximo en la base de la capa nubosa, decreciendo con la altura. Sin embargo, el perfil de agua en cada nube individual muestra su máximo en su cima, aunque también con valores subadiabáticos asociados al entrainment, tanto lateral como vertical con el aire claro. En una capa de cúmulos, la mayor cobertura nubosa se da en la base de la capa, de ahí ese máximo aparente de la cantidad de agua, al promediar globalmente. Por tanto, la correcta obtención de los perfiles de temperatura, humedad y agua líquida son aspectos claves para cualquier esquema que pretenda reproducir la física de este tipo de nubes. Los procesos físicos más importantes que intervienen en las nubes de capa límite se describen en el apartado 2.6.

## 2.4. Importancia e interés de las nubes de capa límite

**Estratocúmulos** Su presencia en extensas zonas oceánicas y durante periodos de tiempo de hasta semanas altera el albedo superficial y el balance radiativo en la parte baja de la atmósfera, por lo que su correcta descripción es muy importante en estudios de circulación general atmosférica y en la modelización climática. En la actualidad dichos modelos muestran todavía grandes dificultades para representarlos correctamente (Duynderke y Teixeira, 2001; Li *et al.*, 2002). Un pequeño error en su cálculo puede tener efectos muy significativos, y así Randall (1984) estima que un aumento del 4% en el área cubierta por estratocúmulos podría equilibrar el calentamiento esperado al doblar el CO<sub>2</sub>. Li *et al.* (2002) muestran cómo una incorrecta representación de los estratocúmulos a escala climática genera una deficiente simulación de los procesos de variabilidad interanual como El Niño. El albedo de los estratocúmulos depende fuertemente de los *núcleos de condensación nubosa* (CCN)<sup>8</sup>, por lo que la intervención humana alterando su concentración puede influir significativamente en el comportamiento de este tipo de nubes. Los estratocúmulos también son importantes en las predicciones a corto plazo, como sucede habitualmente en las zonas cercanas a la costa, donde son generados por las brisas de mar al irse introduciendo en tierra. Desde una per-

---

<sup>8</sup>CCN: Cloud Condensation Nuclei

spectiva teórica, su estudio es también una evolución natural desde el estudio observacional y numérico de los procesos de la capa límite atmosférica seca (no saturada), al añadir el efecto del cambio de fase. También es interesante su estudio comparativo con otros tipos de nubes en la capa límite como los cúmulos y la niebla. Los procesos de interacción entre la atmósfera libre y los estratocúmulos condicionan el transporte de humedad, partículas y la energía que proviene del suelo.

**Cúmulos** La presencia de cúmulos someros implica un significativo aumento del transporte de humedad, energía y materia desde la superficie hasta la atmósfera libre, a través de las corrientes ascendentes que caracterizan a estas nubes. Su frecuente presencia en la zona subtropical de la célula de Hadley genera a un importante incremento de la humedad y calor transportadas horizontalmente por ellas hasta la ITCZ, donde son finalmente liberados cuando se transforman en cúmulos profundos, actuando entonces como combustible adicional en esta circulación a gran escala (Siebesma, 1998). Desde una perspectiva local, tanto en las zonas subtropicales como cerca del ecuador, el transporte vertical de humedad y calor tiende a compensar el desecamiento generado por la subsidencia (Albrecht, 1981). El grado de nubosidad modula la distribución vertical del enfriamiento radiativo de onda larga, siendo éste más confinado a la zona cercana a la inversión al aumentar, y más extensa verticalmente al disminuir. Pero también afecta a la temperatura de la superficie del mar, pues condiciona la radiación solar neta que llega al suelo. Este efecto puede ser pequeño para un cúmulo individual, cuyo ciclo de vida promedio es aproximadamente de 1 hora, pero una capa límite con cúmulos suele existir de forma estacionaria durante periodos mucho más largos. Las similitudes y diferencias con los cúmulos de mayor desarrollo supone un interés adicional para su estudio (intensidad de las corrientes ascendentes, energía liberada en los procesos de cambio de fase, diferente microfísica según el grado de desarrollo nuboso).

## 2.5. Estudios observacionales de nubes de capa límite

Warren *et al.* (1986, 1988) describen una climatología del periodo 1971-1981 de todos los diferentes tipos de nubes, tanto en océano como en tierra, a partir de observaciones en superficie. En ellos se constata la alta frecuencia de ocurrencia de nubes bajas, siendo una de sus características su alta persistencia, en especial los estratocúmulos en ciertas zonas oceánicas.

### 2.5.1. Estratocúmulos

Debido a su mayor extensión, persistencia e importancia a escala climática, la mayoría de las campañas de medida de estratocúmulos han sido realizadas sobre el océano. Las primeras campañas realizadas sobre áreas de tamaño significativo se realizaron (Junio 1976) en el área del Pacífico cercano a las costas de California (Brost *et al.*, 1982; Albrecht *et al.*, 1985). Las mediciones se realizaban mediante aviones que sobrevolaban las capas de estratocúmu-

los, realizando trazados a altura fija y también perfiles verticales, de unas pocas decenas de kilómetros, durante periodos totales de unos pocos días. Los objetivos principales de estos primeros trabajos era dar soporte a las teorías de capa de mezcla, más desarrolladas en ese momento (ver apartado 3.1.2), midiendo la estructura media y magnitudes básicas de esas extensas capas de estratocúmulos. De manera similar se llevó a cabo la campaña DYCOMS<sup>9</sup>(Lenschow *et al.*, 1988; Kawa y Pearson, 1989) (Este de Océano Pacífico, Agosto 1985), con el objetivo de analizar de manera conjunta la química y la física de estas nubes. Una de las primeras campañas más extensas y complejas, fue FIRE<sup>10</sup>(Albrecht *et al.*, 1988; Betts, 1990; Paluch y Lenschow, 1991)(costas de California, Junio-Julio 1987), intentando estudiar todas las escalas en las que pudiera haber procesos relacionados con la evolución de los estratocúmulos, desde aspectos microfísicos, como espectros de gotas o núcleos de condensación ( $10^{-6}$ m), hasta fenómenos sinópticos ( $10^6$ m), empleando múltiples sistemas y aparatos de medida. También se pretendía emplear como base de datos para la validación de métodos de medida de nubes desde satélites. En otras zonas oceánicas también se han realizado trabajos observacionales, como en el Mar del Norte, (Nicholls, 1984; Nicholls y Leighton, 1986; Nicholls y Turton, 1986)(verano 1982), en los que se pretendía medir tanto fluctuaciones asociables a la turbulencia, como propiedades microfísicas y radiativas de estas nubes. O la campaña JASIN<sup>11</sup> (Slingo, Nicholls, y Schmetz, 1982)(Agosto 1978), realizado mediante aviones también sobre varias zonas del Mar del Norte y el Atlántico Norte. Una campaña muy importante llevada a cabo sobre el Atlántico Norte (Junio 1992) fue ASTEX<sup>12</sup>, (Albrecht *et al.*, 1995; Bretherton y Pincus, 1995; Bretherton *et al.*, 1995), cuyo objetivo principal se centraba en estudiar la importancia de los diferentes procesos dinámicos presentes en la capa límite nubosa de transición entre estratocúmulos bien mezclados y la capa límite nubosa más ecuatorial, con cúmulos ya presentes también: el desacople entre la nube y la capa subnube, el análisis de la inestabilidad por entrainment, la variabilidad a mesoescala de la cobertura nubosa y de la estructura turbulenta de la capa límite y el papel de la microfísica. Frente a las habituales mediciones eulerianas (en un punto fijo), en dicha campaña se realizaron varios experimentos “lagrangianos”, es decir, siguiendo el movimiento sinóptico de las extensiones nubosas, para analizar los resultados de la evolución real de una masa de aire en el tiempo. Existen también algunos estudios observacionales desde una perspectiva climatológica, como la compilación de Hanson (1991), a partir de la base de datos COADS<sup>13</sup>, obtenida a partir de mediciones desde barcos durante el período 1948-1987. Intenta establecer relaciones a escala climatológica entre diferentes magnitudes medias (presión en superficie, viento a 10 m, SST y cobertura total), en las regiones en las que más frecuentemente se observan estratocúmulos, estudiando las posibles variabilidades interanuales de dichos parámetros. Otros estudios observacionales más simples, como los de Klein *et al.* (1995), analizan las medidas de una

<sup>9</sup>DYCOMS: DYnamics and Chemistry Of Marine Stratocumulus

<sup>10</sup>FIRE: First ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) Regional Experiment

<sup>11</sup>JASIN: Joint Air-Sea Interaction experiment

<sup>12</sup>ASTEX: Atlantic Stratocumulus Transition EXperiment

<sup>13</sup>COADS: Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set

estación oceánica fija sobre el Pacífico cercano a las costas de California durante 25 años (1949-1974), con medidas en superficie cada tres horas y radiosondeos diarios, para estudiar desde un punto de vista climático la zona de transición entre estratocúmulos y cúmulos.

Cada campaña de mediciones se concentra por tanto en algunos de los múltiples aspectos físicos de los estratocúmulos (ciclo diurno, microfísica, influencia de la mesoescala, mediciones radiativas, turbulencia a pequeña escala en la cima de las nubes, química, u otros), no teniendo información detallada de todos esos aspectos. Existen varias técnicas para realizar las mediciones: aviones instrumentados que efectúan dos tipos de vuelos, tanto tramos horizontales a diferentes niveles representativos de la capa límite (cerca del suelo, dentro de la capa subnube, en el interior de la capa nubosa, y en la zona más cercana posible a la inversión), típicamente de unos 10 minutos; como tramos en los que el avión realiza ascensos y descensos rápidos, pensados para obtener perfiles verticales aproximados. Los aparatos suelen medir con frecuencias de 1 Hz, aunque para estudios más específicamente relacionados con la turbulencia, se suelen realizar medidas de más precisión (20 Hz). En las campañas más complejas también se realizan sondeos frecuentes destinados a conocer la estructura termodinámica media y las condiciones atmosféricas a gran escala de la zona de estudio.

### 2.5.2. Cúmulos

En contraste con los estratocúmulos, la cantidad de estudios es muy inferior, debido a la mayor importancia desde el punto de vista climático del estudio de la capa límite de estratocúmulos. Por otra parte, los diversos estudios de cúmulos someros se han realizado en buena medida como parte de estudios de fenómenos convectivos en su conjunto, más que desde una perspectiva de capa límite púramente, por lo que en muchos casos carecen de medidas directamente relacionadas con aspectos de la capa límite. Además, su pequeño tamaño, hace que estas nubes resulten también complejas de medir desde aviones de forma individual. Todo ello ha dificultado en gran medida la existencia de una buena base de datos observacional para poder contrastar de forma fiable y exhaustiva las diferentes teorías físicas y modelos numéricos que estudian este tipo de nubes. Los primeros trabajos observacionales (Junio 1952, Caribe) corresponden a Malkus (1954), y posteriormente (costas de Australia, 1954, 1964-1967, y 1975), a Warner (1955, 1970a, 1977). En estos trabajos se analizó las variaciones de la cantidad de agua líquida en su interior, así como las velocidades verticales de sus corrientes, mostrando algunos resultados significativos de la dinámica de este tipo de nubes: espectros de velocidad vertical que reflejan influencias de tamaños mayores que los predichos por la turbulencia homogénea, contenidos de agua líquida claramente inferiores al adiabático, con valores crecientes con la altura y sin dependencia clara entre ascensos y descensos, ni entre la parte central y los bordes de la nube. En campañas más extensas de estudio de cúmulos posteriores se empezó a incluir parcialmente el estudio de este tipo de nubes de capa límite: ATEX<sup>14</sup> (Augstein *et al.*, 1973, 1974)(Febrero 1969), orientada al es-

<sup>14</sup> ATEX: Atlantic Tradewind EXperiment

tudio de los cúmulos de los alisios en el Atlántico; BOMEX<sup>15</sup>, (Davidson, 1968; Kuettner y Holland, 1969; Holland y Rasmusson, 1973; Nitta y Esbensen, 1974)(Junio 1969), orientado hacia el estudio energético global sobre las zonas oceánicas tropicales; el Experimento de Campo de Puerto Rico (Pennell y LeMone, 1974)(Diciembre 1972); GATE<sup>16</sup> (Hoerber, 1974; Nicholls y LeMone, 1980)(Septiembre 1974), que en contraste con los trabajos anteriores, se podían analizar balances y parámetros turbulentos con una precisión espacial y temporal mucho mayor, al tener medidas provenientes de aviones que volaban directamente sobre el campo de nubes (frente a cálculos efectuados sobre áreas de  $10^4 \text{ km}^2$  y periodos de horas de las campañas mencionadas previamente). Más recientemente, la campaña ARM<sup>17</sup>(Julio 1995) incluye mediciones detalladas de cúmulos someros sobre tierra (Zhang *et al.*, 2001), dentro de un extenso programa de mediciones en la zona de las Grandes Planicies en EEUU. No obstante, la mayor parte de estos estudios observacionales carecen de medidas precisas de las magnitudes turbulentas en el interior de las nubes, de los procesos de entrainment de las nubes con el aire claro, o de aspectos radiativos y microfísicos. Por tanto, su empleo para verificar los resultados de modelos de alta resolución que llegan a estudiar aspectos muy detallados de la turbulencia se limita a corroborar balances a gran escala, y perfiles de magnitudes medias obtenidos en esas mediciones, mediante sondeos representativos de áreas muy extensas. A cambio, estas medidas de menor escala respecto a los procesos turbulentos son útiles para estudiar la interacción entre los cúmulos y procesos de mayor escala, como por ejemplo el efecto neto o global que la convección en los cúmulos tiene sobre el transporte de humedad desde la capa límite (Nitta y Esbensen, 1974; Emanuel, 1994). Existen también diversos estudios observacionales de campos de cúmulos sobre áreas más locales, todos ellos a partir de mediciones desde aviones: Paluch (1979)(1976), sobre cúmulos continentales en Colorado (EEUU); Austin *et al.* (1985); Jensen *et al.* (1985) a partir de datos de cúmulos continentales en la campaña CCOPE<sup>18</sup>(Montana (EEUU), verano 1981), donde se analizan aspectos de la microfísica de las nubes cúmulo cálidas, así como de su entrainment y las estructuras dominantes en la mezcla turbulenta; en las costas de Hawái (1985) (Raga *et al.*, 1990); sobre el Mar del Norte (Jonas, 1990; Smith y Jonas, 1995)(Diciembre 1987), realizando en este segundo trabajo con análisis explícito de magnitudes de la turbulencia. En la campaña ASTEX (ver apartado anterior), no sólo se analizó la estructura de los estratocúmulos, sino que también obtuvieron información de cúmulos que interactuaban entre los estratocúmulos, más frecuentes cuanto más cerca del ecuador (Martin *et al.*, 1995). Otros estudios, no basados en medidas desde aviones, como French *et al.* (1999)(Florida, verano 1995), estudian el ciclo dinámico de cúmulos aislados a partir de ecos de radar.

**Tratamiento de los datos obtenidos a partir de observaciones** Los detalles sobre las limitaciones y características de la instrumentación empleada en las campañas de medida, y

<sup>15</sup>BOMEX: Barbados Oceanographic Meteorological Experiment

<sup>16</sup>GATE: GARP(Global Atmospheric Research Program) Atlantic Tropical Experiment

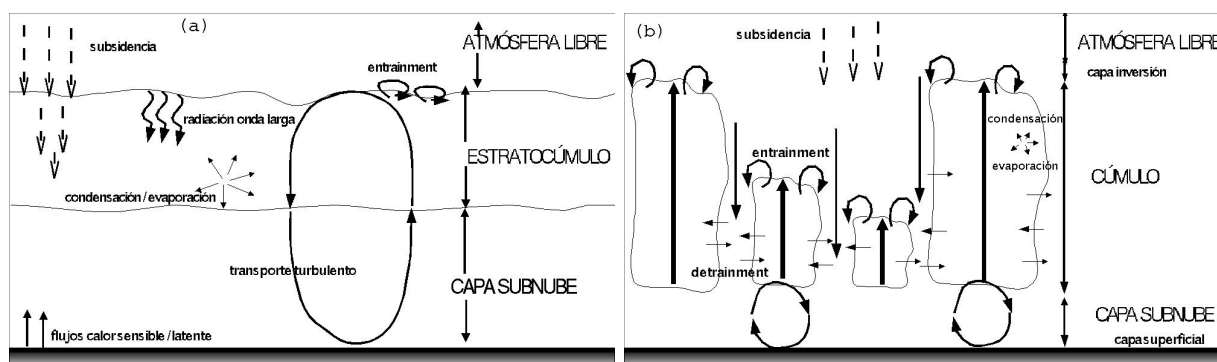
<sup>17</sup>ARM: Atmospheric Radiation Measurements program, <http://www.arm.gov>

<sup>18</sup>CCOPE: Cooperative COnvective Precipitation Experiment



los aspectos matemáticos y estadísticos relacionados con el tratamiento de los datos obtenidos (por ejemplo, Durand y Bourcy (2001) estudia la relación entre turbulencia e intensidad del transporte, o de Roode y Duynkerke (1997) aspectos de la microfísica), son una labor muy delicada y compleja, que excede los objetivos de este estudio.

## 2.6. Procesos físicos importantes en las nubes de capa límite



**Figura 2.3:** Esquema de la dinámica simplificada de una capa límite de estratocúmulos (a) y de cúmulos (b)

Una capa convectiva seca tiene como fuente básica de energía el calentamiento del suelo, mientras que una capa límite con nubes muestra su principal factor generador de energía turbulenta en los procesos de condensación y evaporación en el interior de las nubes. No obstante, existe una gran variedad de procesos también importantes que pueden intervenir, como muestra la figura 2.3.

### 2.6.1. Turbulencia

Como ya fue expresado al comienzo del capítulo, el estado habitualmente turbulento del flujo atmosférico es una de las características definitorias de una capa límite genérica. La gran capacidad de mezcla que un flujo en estado turbulento presenta determina en gran medida la transferencia de calor, humedad y materia desde el suelo hasta la atmósfera libre, así como las características físicas y dinámicas de esta parte de la atmósfera. En presencia de nubes, los procesos de mezcla y transporte turbulento se ven condicionados por la liberación de calor asociada a los procesos de cambio de fase (descritos en el siguiente apartado). Los procesos de mezcla por entrainment tanto en la cima de los estratocúmulos como en la interfase de los cúmulos, se puede considerar también como un proceso de mezcla turbulenta de pequeña escala (y se analiza en detalle en otro apartado más adelante). En una capa límite de estratocúmulos simple, la turbulencia mezcla toda la capa (figura 2.3.a) de forma que respecto a sus magnitudes conservativas, ésta se puede considerar bien mezclada. En una capa límite con cúmulos, los procesos de mezcla turbulenta no son tan homogéneos

(figura 2.3.b), pero tanto en la parte nubosa como en la zona de aire claro, juegan un papel importante. En el interior de los cúmulos, sus corrientes ascendentes básicas contienen una clara componente turbulenta, así como el entrainment y detrainment con el aire claro de su alrededor.

### 2.6.2. Condensación y evaporación

Este proceso es el principal generador de turbulencia en una capa límite con nubes. Frente a la turbulencia generada por calentamiento del suelo, característica de una capa límite convectiva seca, esta fuente de turbulencia tiene una ubicación que puede variar en el espacio y en el tiempo, especialmente en el caso de los cúmulos, al ser mucho más variables individualmente. Además, el hecho de que sea un calor latente da lugar a un transporte neto de energía (Betts, 1975) entre unas zonas y otras de la capa límite: en un cúmulo típico, una parcela asciende hasta su *nivel de condensación por ascenso* (LCL) <sup>19</sup>, condensa parte de su vapor en líquido, absorbiendo una cierta cantidad de calor en el proceso de cambio de fase, se desplaza verticalmente hasta que en otra altura superior se evapora, debido a la mezcla con aire no saturado, liberando ese calor que absorbió en un punto inferior. Este proceso de mezcla de aire saturado con aire no saturado es también característico de la cima de la capa de estratocúmulos (VanZanten y Duynkerke, 2002), dando lugar al proceso conocido como enfriamiento por evaporación, o enfriamiento evaporativo. En él, la parcela de aire claro sobre el estratocúmulo es introducida por mezcla turbulenta dentro de la capa nubosa, donde es entonces enfriada y humedecida (Randall, 1980a). Este enfriamiento está entonces estrechamente ligado al entrainment en la interfase nubosa, y junto con el generado por la radiación de onda larga (descrita en el apartado siguiente) produce una flotabilidad negativa en la cima de la capa, genera una circulación descendente que puede llegar a mezclar toda la capa límite.

### 2.6.3. Procesos radiativos

**a) Enfriamiento radiativo de onda larga** Los primeros trabajos sobre estratocúmulos ya apuntaron la importancia del enfriamiento radiativo que tiene lugar en la cima de la capa de estratocúmulos en su dinámica (Lilly, 1968; Deardorff, 1980b), asociado a la fuerte divergencia radiativa de onda larga que allí tiene lugar. El enfriamiento radiativo de las parcelas nubosas en la cima de los estratocúmulos aumenta su densidad, por lo que da lugar a una circulación descendente, cuya gran intensidad acaba mezclando toda la capa límite. Este proceso es el principal generador de energía para la turbulencia. Las observaciones (Fravalo *et al.*, 1981; Slingo, Brown, y Wrench, 1982; Nicholls, 1984) confinan este enfriamiento a los 30-50 m superiores de la cima de la nube. Esta ubicación tan estrecha es debida a que la emisión radiativa de onda larga depende fuertemente del contenido de agua líquida, que

---

<sup>19</sup>LCL: Lifting Condensation Level

tiene un máximo muy pronunciado en esa zona de la nube. Las observaciones cifran ese flujo radiativo, dependiendo del valor máximo de agua líquida, entre 50 y 100 W m<sup>-2</sup>. La estrechez de la zona en la que se produce el enfriamiento dificulta su representación en los modelos y su localización relativa respecto de otros fenómenos y procesos (Moeng *et al.*, 1999), cuestión especialmente delicada cuando se analiza su relación con el entrainment y la flotabilidad local en la cima de la nube. Entre finales de los 70 y principios de los 80 se estableció un debate muy intenso respecto a este tema (Deardorff, 1976; Kahn y Businger, 1979; Lilly y Schubert, 1980; Nieuwstadt y Businger, 1984), sobre todo asociado a la localización relativa respecto del entrainment en la cima de la nube (apartado 2.6.4). El enfriamiento radiativo, junto con el enfriamiento por evaporación, equilibran en una capa límite nubosa típica el calentamiento de la cima de la capa nubosa. En ella suele existir una inversión de temperatura, generada por la advección de la subsidencia de aire seco y cálido situada por encima hacia la capa nubosa, al cual añadirse al calentamiento local que el propio enfriamiento radiativo produce, asociado a la condensación de agua líquida que dicho enfriamiento genera en la cima de la capa nubosa (VanZanten y Duynkerke, 2002).

En cúmulos, el efecto de la radiación de onda larga es mucho menos significativo que sobre los estratocúmulos, pues aunque su contenido individual de agua puede ser importante, la poca permanencia en la atmósfera de cada nube aislada, y la pequeña cobertura habitual frente a grandes extensiones sin nubes hace que su importancia sea menor frente a lo que sucede en los estratocúmulos.

**b) Calentamiento radiativo de onda corta. Ciclo diurno** La absorción de radiación solar en ciertas frecuencias por parte del agua líquida da lugar a un calentamiento neto en la nube. Este calentamiento varía fuertemente con ángulo de incidencia de la radiación, es decir, la hora del día, siendo máxima a mediodía. En ese instante las observaciones (Slingo, Brown, y Wrench, 1982) indican que tiende a existir un balance radiativo global entre onda corta y onda larga en el seno de la nube. Además, su dependencia vertical de la cantidad de agua no presenta un gradiente tan fuerte como en el caso del flujo de onda larga, por lo que la divergencia radiativa neta genera un desequilibrio energético, y por tanto finalmente de mezcla turbulenta. Estudios observacionales (Turton y Nicholls, 1987) y numéricos (Bougeault, 1985; Duynkerke, 1989; Duynkerke y Hignett, 1993; Duynkerke y Teixeira, 2001) analizan este *ciclo diurno* de los estratocúmulos. La radiación de onda corta también puede ayudar al desacople de la capa nubosa respecto de la capa subnube seca: si su flujo radiativo profundiza lo suficiente dentro de la nube y alcanza su base (bien porque la nube no sea muy ancha, bien porque su cantidad de agua no sea mucha, aunque ambas estén relacionadas entre sí), se producirá un calentamiento de la zona de la base de la capa nubosa. Este calentamiento generaría una cierta estabilidad térmica respecto a la capa subnube inferior subsaturada, que no es calentada, y si es suficientemente intenso puede llegar a desacoplar la capa nubosa respecto de su capa no nubosa inferior.

#### 2.6.4. Entrainment

El *entrainment* se define de forma genérica como un proceso de mezcla a pequeña escala en la interfase de dos fluidos, uno en estado turbulento, y otro en reposo (en este trabajo, la nube y la zona de aire no nuboso que la rodea, tanto por encima en el caso de los estratocúmulos, como lateralmente y en su cima en los cúmulos). Randall y Huffman (1982) lo caracterizan por su naturaleza intrínsecamente turbulenta: “es el crecimiento activo de la turbulencia por anexión de aire en calma”, que se produce tanto en aire claro como en zonas nubosas, mientras exista una interfase. Por contra, el *detrainment* supone un retroceso pasivo de la turbulencia, debido a la destrucción de energía turbulenta por disipación que transforma aire turbulento en aire en calma.

**En estratocúmulos** La capa límite cubierta por estratocúmulos erosiona a través de esta mezcla a pequeña escala la capa no turbulenta de encima, consumiendo para ello la energía cinética turbulenta generada por el enfriamiento radiativo de onda larga en la zona de la cima de la nube. Entrainment y enfriamiento radiativo interaccionan entonces entre sí en una zona muy estrecha de la interfase nube-aire claro, por lo que su correcta localización es muy importante y a la vez compleja de determinar con precisión, como se describió en el apartado anterior (2.6.3). Además, esta mezcla de pequeña escala afecta de manera significativa a las características microfísicas de la cima de la nube. Esta complejidad en las interacciones entre los múltiples procesos ya fue mostrada en el trabajo pionero de Lilly (1968). Se han realizado grandes esfuerzos tanto para cuantificar experimentalmente este proceso de entrainment (Nicholls y Turton, 1986; de Roode y Duynkerke, 1996), como en la comprensión detallada de los procesos físicos que suceden en esa interfase (Albrecht *et al.*, 1985), y en las teorías que intentan parametrizarla teóricamente (Duynkerke, 1998). También mediante experimentos de laboratorio (Sayler y Breidenthal, 1998), que intentan reproducir las condiciones reales de esa interfase nubosa y calcular las expresiones adimensionales que caracterizan el entrainment. De estos trabajos parece deducirse que las parametrizaciones que cuantifican la intensidad del entrainment a través del ritmo de entrainment ( $w_e$ , definida como el ritmo al que la inversión asciende debido a la mezcla a pequeña escala con el aire claro superior, ver apartado 3.5.2) para una capa límite seca no son aplicables en una capa límite de estratocúmulos (Nicholls y Turton, 1986; Duynkerke *et al.*, 1995).

Uno de los efectos más claros del entrainment queda reflejado en el aspecto del perfil de agua de nube, que muestra un gradiente menor que el que se obtendría desplazamientos según una trayectoria adiabática saturada. La diferencia máxima se da lógicamente en la cima de la capa, donde el proceso tiene lugar en si, para luego por mezcla turbulenta transmitirse a toda la capa. Un mecanismo asociado al entrainment al que se ha dedicado mucha atención es el denominado *inestabilidad por entrainment en la cima de la nube* (CTEI)<sup>20</sup>, según el cual, existe una cierta intensidad de los saltos de humedad y temperatura ( $\Delta r_t$ , y  $\Delta \theta_e$

<sup>20</sup>CTEI: Cloud Top Entrainment Instability

o  $\Delta\theta_l$ ) en la zona de la inversión de la cima nubosa bajo las cuales el entrainment es tan intenso que entonces la mezcla con aire demasiado seco y/o caliente desestabiliza la nube y termina por evaporarla. Diferentes autores (Deardorff, 1980a; Randall, 1980b; Hanson, 1984; MacVean y Mason, 1990; Duynkerke, 1993) han analizado dicho proceso y propuesto diferentes expresiones para cuantificar el comienzo real de esa inestabilidad, aunque los trabajos observacionales y numéricos realizados no han dado todavía una respuesta definitiva, e incluso parecen plantear serias dudas sobre su posible constatación real (Randall y Wielicki, 1997). La evolución espacio-temporal que se produce en la capa nubosa de la parte subecuatorial de la circulación de Hadley podría ser explicada por este fenómeno, junto con el aumento de la temperatura del océano (SST) y el descenso de la intensidad de la subsidencia a gran escala según las masas de aire se acercan al ecuador, como se observa en la zona de los alisios en el Atlántico Norte (Randall, 1980b).

**En cúmulos** Desde los trabajos iniciales de Stommel (1947) se planteó que los procesos de entrainment de estas nubes con el aire claro de su alrededor son fundamentales para explicar correctamente los valores de las diversas magnitudes termodinámicas (temperatura, humedad, cantidad de agua) observadas en su interior, pues presentan valores claramente subadiabáticos, como consecuencia de la dilución parcial del aire nuboso al mezclarse con aire seco (Pruppacher y Klett, 1997). Así, el perfil inferior al adiabático del agua de nube es cada vez mayor según aumenta la altura dentro de la nube, como muestran múltiples trabajos (Warner, 1970b; Jonas, 1990; Raga *et al.*, 1990; Blyth, 1993). El problema básico y aún no resuelto consiste en saber cómo y dónde se produce este proceso de mezcla. Existen dos teorías principales para explicar el proceso de mezcla por entrainment en cúmulos:

- a) Mezcla lateral, caracterizada según Houze (1993) por ser un proceso continuo en el espacio (homogéneo) y en el tiempo, y casi instantáneo.
- b) Mezcla vertical, caracterizada por ser discontinua, inhomogénea e intermitente.

A pesar de esta diversidad de planteamientos, los primeros estudios de cúmulos someros (Malkus, 1954; Warner, 1955; Squires, 1958a,b) ya mostraban las principales características dinámicas de este tipo de nubes, resumidas por Blyth (1993):

- La proporción entre el contenido de agua líquida observada y su valor adiabático decrece con la altura, desde la misma base de la nube. Valores de agua de nube en volúmenes de unos pocas decenas de metros raramente alcanzan los  $2 \text{ g m}^{-3}$ , llegando muy pocas veces a valores adiabáticos (en mediciones de tamaños muy pequeños, en torno a 1 m).
- La distribución del agua de nube en su interior es fuertemente inhomogénea, con grandes fluctuaciones en las escalas más pequeñas observables (se miden valores de agua de nube muy bajos en zonas aleatorias de la nube, sin preferencia clara por zonas periféricas, en escalas en torno a 10 m).

- Los bordes de la nube son habitualmente bruscos.
- No existen variaciones sistemáticas del contenido de agua entre los bordes y el centro de la nube.
- Las corrientes descendentes se producen básicamente en los bordes de la nube, debidas según las primeras teorías, al enfriamiento por evaporación en la mezcla con aire ambiental.
- El detrainment se produce especialmente en zonas cercanas a fuertes cizallas, y podrían explicar las discrepancias entre las predicciones de los modelos de pluma (descrita más adelante) y el no aumento observado en las corrientes ascendentes o el radio de la nube con la altura.
- El gradiente vertical de temperatura en el interior de un cúmulo no es muy diferente del ambiente circundante.

El análisis de los mecanismos de entrainment en cúmulos han sido históricamente realizados mediante dos técnicas basadas en consideraciones termodinámicas:

- a) Los trabajos de Paluch (1979), que a partir de un diagrama termodinámico en variables conservativas ( $r_t$  y  $\theta_e$ ), permite estudiar el origen de las parcelas que crean la mezcla observada. En el trabajo original, se observaba que los valores medidos en el interior de la nube seguían aproximadamente una línea recta entre dos estados termodinámicos ambientales, lo que fue interpretado como que correspondían a la línea que une los valores de la base de la nube y de la fuente del entrainment.
- b) Betts (1982a,b) a partir del concepto de *nivel de saturación*, tanto en parcelas secas como nubosas, inspirado en el trabajo de Paluch (1979), realiza una generalización del concepto de nivel de condensación por ascenso (LCL) desde la perspectiva de un ascenso no saturado, y de la evaporación por descenso desde la perspectiva saturada, de forma que se define un nivel independiente del punto de observación y su presión. Este estado termodinámico permite estudiar mediante cualquier diagrama (Betts (1982b) emplea un tefigrama) la mezcla de parcelas nubosas y no nubosas, y los procesos físicos que intervienen. Se generaliza el concepto de línea de mezcla, que resulta de gran interés en el estudio de mezcla en cúmulos, pues en esos diagramas las diferentes parcelas nubosas parecen encontrarse en torno a una línea recta, como Paluch (1979) ya había mostrado.

Los primeros trabajos (Stommel, 1947; Malkus, 1954) proponían que el entrainment fuera de tipo lateral, mediante diferentes descripciones de los ascensos asociados a la condensación en los cúmulos (térmicas, plumas, burbujas flotables), como se describe en Pruppacher y Klett (1997). Warner (1970b), planteó (la denominada *paradoja de Warner*), que este tipo de propuestas no eran capaces de obtener simultáneamente una cantidad de agua de nube

y una altura de sus cimas comparables con los datos observados. Además, estos modelos de entrainment lateral difícilmente podían explicar que las fluctuaciones del agua de nube fueran tan importantes en el borde como en el centro de la nube. Por otra parte, Squires (1958a) ya planteó que la estructura nubosa podía ser descrita mediante entrainment de aire claro en la cima de la nube, de forma que luego, por enfriamiento por evaporación penetraban y descendían hasta su nivel de flotabilidad nula. A partir de los trabajos experimentales de Paluch (1979) estas teorías fueron tenidas en consideración, al obtener que cualquier parcela nubosa estaba formada por diferentes proporciones de aire proveniente de la base de la nube y de zonas cercanas a su cima. Además del descenso debido al enfriamiento por evaporación en la cima de los cúmulos, otros trabajos analizan el papel de los descensos forzados generados en los bordes de las corrientes ascendentes (Blyth *et al.*, 1988; Jonas, 1990; Raga *et al.*, 1990), que parecen ser tan importantes como el enfriamiento evaporativo. La técnica de Paluch (1979) ha sido empleada en muchos trabajos posteriores, con resultados coincidentes (Jensen *et al.*, 1985; Pontikis *et al.*, 1987), pero también discrepantes: Blyth (1993) obtiene mezcla entre valores cercanos a la base de la nube y alturas cercanas al nivel de observación, en vez de valores cercanos a la cima. La teoría de entrainment vertical de Paluch (1979) sólo consideraba mezcla una vez que las nubes habían alcanzado su máxima altura, por lo que trabajos posteriores han propuesto procesos más complejos y realistas, como que el núcleo nuboso no diluido al ir ascendiendo genere descensos forzados mecánicamente de aire ambiental, que son mezclados en la zona de la estela de ese núcleo (Blyth *et al.*, 1988). Las observaciones (Jensen *et al.*, 1985) muestran que existe aire no diluido en cualquier parte de la nube, por lo que el hecho de que sólo esa pequeña proporción de aire nuboso participe en todos los eventos de mezcla tampoco parece razonable. Taylor y Baker (1991) propusieron una interpretación alternativa a la línea de mezcla en diagramas conservativos que la que considera que es el resultado de la mezcla de dos fuentes diferentes, mostrando que esa misma línea de mezcla podría explicarse porque la mayoría de las parcelas de la nube se encuentran cercanas a su nivel de flotabilidad nula, lo cual fue corroborado por los estudios numéricos de Lin y Arakawa (1997b). Taylor y Baker (1991) proponen modificar la teoría de Blyth *et al.* (1988) proponiendo que las térmicas puedan existir en varios grados de dilución, desde las de mayor flotabilidad no diluidas, hasta las mezclas con flotabilidad casi nula. Las parcelas que por la mezcla alcanzan flotabilidad negativa se quedan atrás, siendo evaporadas mediante detrainment. La cima de la nube la marcan las parcelas sin diluir, y las que quedan en el camino son las que diluyen la nube por entrainment lateral. De hecho, esta descripción se parece a los modelos de pluma de entrainment lateral, excepto en que el aire lateral mezclado por entrainment no se asume que se homogeneice con el resto de la nube instantáneamente. De alguna manera, esta teoría supone la vuelta a las interpretaciones del entrainment lateral hasta los estudios de Paluch (1979). Smith y Jonas (1995) citan diversos estudios observacionales que concluyen como proceso básico tanto el entrainment lateral como el vertical.

El proceso de mezcla por entrainment realmente no es continuo, sino que se realiza mediante eventos intermitentes o discretos (Emanuel, 1994), corroborado mediante experimentos de

laboratorio (Baker *et al.*, 1984) o medidas experimentales (Austin *et al.*, 1985). Estas ideas han sido empleadas en diferentes parametrizaciones, que pueden ser denominados de una forma genérica como modelos estocásticos (Raymond y Blyth, 1986; Kain y Fritsch, 1990; Emanuel, 1991; Neggers *et al.*, 2002).

### 2.6.5. Microfísica

Diversas observaciones de parámetros microfísicos (concentración y características de los núcleos de condensación nubosa, espectro de tamaños de gotas), como en Slingo, Brown, y Wrench (1982), Nicholls (1984) o Austin *et al.* (1995), muestran la importancia de una adecuada descripción de la microfísica de los estratocúmulos. Nicholls y Leighton (1986) muestran que la concentración de gotas en un estratocúmulo marino típico es poco dependiente de la altura dentro de la nube, y como la cantidad de agua líquida aumenta con la altura, el tamaño medio de las gotas aumenta de manera gradual entonces también con la altura. Ello permite calcular de forma sencilla el espesor de la capa de estratocúmulos que puede generar precipitación. Considerando que la llovizna puede aparecer cuando algunas gotas superen el tamaño de unas  $20\mu\text{m}$  (Rogers, 1977), Bennetts *et al.* (1986) proponen una expresión aproximada para el espesor mínimo de la capa nubosa necesario para que pueda aparecer llovizna en su base (suponiendo una temperatura típica en su cima de unos 267 K, y una densidad de gotitas, que dependiendo de la zona puede oscilar entre  $50\text{ cm}^{-3}$  en aire marítimo claro, y  $250\text{ cm}^{-3}$  en aire contaminado continental), se obtienen unos espesores mínimos de entre 500 m en el primer caso, hasta 2500 m en el segundo. La dinámica de la propia capa límite puede afectar a las características de la microfísica de la nube, como sucede con el entrainment (Pontikis *et al.*, 1987), o como se observa en ASTEX cuando nubes cúmulo penetran entre los estratocúmulos (Martin *et al.*, 1995). Una mejor comprensión de estos procesos afecta a la descripción del balance radiativo de la nube, y también a las condiciones que puedan generar llovizna (Gerber, 1996). La llovizna parece jugar también un papel importante en la dinámica de la capa límite. Su existencia puede llegar a alterar hasta en un 50 % los valores adiabáticos de agua líquida (Boers *et al.*, 1996). La llovizna puede alterar significativamente la distribución de calor latente en toda la capa límite (Cotton y Anthes, 1989), primero reduciendo el vapor en la cima de la nube, y luego evaporándose en la capa subnube. Este proceso estabilizaría térmicamente toda esa zona, pudiendo llegar a desacoplar ambas capas. Esa evaporación puede ser significativa en algunos casos, por lo que su efecto deber ser considerado (Stevens *et al.*, 1997). Medidas de este fenómeno (Paluch y Lenschow, 1991) corroboran el efecto no despreciable que la evaporación de la llovizna puede tener en la estructura térmica de toda la capa límite inferior, e incluso del intercambio de humedad y calor en el suelo. Además, hay claros procesos de realimentación y acoplamiento entre la llovizna, la radiación y la turbulencia: por ejemplo, la llovizna reduce la cantidad de agua en la cima de la nube, por lo que el enfriamiento radiativo debe ser menor, lo cual supone una menor producción de agua de nube (Cotton y Anthes, 1989). A su vez, este enfriamiento



menor implica una intensidad de la turbulencia menor y una estabilidad térmica mayor, con lo que, finalmente, hay un menor ritmo de mezcla por entrainment en la cima. Los cúmulos someros, por definición, no generan cantidades significativas de precipitación. Desde una perspectiva general, la precipitación estratiforme se asocia con las capas de estratocúmulos descritas en este trabajo, mientras que la denominada precipitación convectiva es característica de los cúmulos, pero de aquellos de mucho más desarrollo vertical que los que se estudian aquí.

### Otros procesos físicos

- Cizalla: Aunque la flotabilidad suele considerarse el principal proceso que controla la física de los estratocúmulos, la cizalla puede ser significativa en algunas ocasiones, generando nubes de tipo estrato (Nicholls y Turton, 1986; Nicholls y Leighton, 1986). Nicholls y Leighton (1986) observaron en sus mediciones sobre estratocúmulos algunos casos en los que la capa límite nubosa no está dominada por la flotabilidad, pues cerca del suelo ya existía una estratificación estable, observando también valores importantes de cizalla en la cima de la nube. En esa zona, por tanto, la subsidencia es equilibrada por la suma del enfriamiento radiativo y esa fuerte cizalla (de hasta  $30 \text{ m s}^{-1}$ ), observándose entonces un perfil de flotabilidad negativo en toda la capa. Se trata de una situación no convectiva, en la que el perfil térmico es básicamente neutro, y en la que el balance local de energía se produce entre la cizalla y la disipación (Duynderke y Driedonks, 1988). Cotton y Anthes (1989) distinguen situaciones de nubes estratocúmulos con estructura ligeramente convectiva, en las que las circulaciones descendentes generadas por el enfriamiento radiativo mezclan toda la capa límite, y aquellas capas más estables, en las que la cizalla local interacciona con el enfriamiento radiativo, y genera pequeñas rupturas turbulentas, donde la relación entre la intensidad de la turbulencia de toda la capa límite y el enfriamiento radiativo es mucho menos fuerte. Este tipo de capa límite nubosa dominada por la cizalla está, como ya se comentó en el apartado 2.2, más cerca de una estructura de estrato que una de estratocúmulos, y muestra propiedades más similares a los altoestratos y cirros que a nubes de capa límite.
- Flujos superficiales. Orografía: En el balance global de las fuentes y sumideros de energía responsables del mantenimiento y evolución de la capa límite nubosa, la intensidad y variación de los flujos de calor en superficie deben también ser considerados. El ciclo diurno que modula una capa nubosa es generado fundamentalmente por la interacción directa de la radiación de onda corta y el agua de la nube, pero también a través del ciclo diurno que esa misma radiación genera en los flujos superficiales. No obstante, esos flujos son cuantitativamente mucho más débiles que los observados en una capa límite convectiva seca, pues la nube reduce significativamente la radiación solar incidente sobre el suelo. La orografía de la superficie también es un factor que altera las condiciones dinámicas cerca del suelo y estos intercambios a través de los flujos superficiales, y, por

tanto, las características de las nubes de capa límite que puedan darse. No obstante, la mayoría de los estudios no consideran este aspecto con profundidad, bien porque se trata de estudios sobre el océano, bien por no añadir más complejidad a estos estudios.

## 2.7. Dinámica de una capa límite nubosa estacionaria simple

### 2.7.1. Dinámica de una capa de estratocúmulos

Una de las características básicas de una capa de estratocúmulos es su condición global de bien mezclada cuando se describe mediante las variables conservativas  $\theta_l$  o  $\theta_e$  y  $r_t$ . Stull (1988) comenta algunos de los procesos que favorecen o pueden generar mezcla suficiente para dar lugar a una capa límite nubosa de este tipo. Se trata tanto de procesos físicos (descritos en el apartado anterior), como mecanismos dinámicos: convección libre desde el suelo, advecciones locales de aire frío, cizalla, enfriamiento radiativo en la cima de la nube, calentamiento radiativo en la base de la nube o inestabilidad por entrainment en su cima. Estos mecanismos pueden actuar simultáneamente o de forma aislada. Frente a esos procesos generadores de mezcla, existen otros que actúan en el sentido contrario, tendiendo a suprimirla o al menos limitarla, alterando completamente las características dinámicas de la capa límite de estratocúmulos.

**Desacople de una capa de estratocúmulos:** Este fenómeno es de gran interés, pues se supone que es uno de los mecanismos principales que hacen evolucionar la capa nubosa, normalmente haciéndola tender hacia su desaparición. Por ello, el estudio del posible desacople entre la capa de estratocúmulos y la capa subnube inferior es uno de los procesos ha recibido más atención por parte de la comunidad científica, tanto desde la perspectiva observacional (Nicholls, 1984; de Roode y Duynkerke, 1997), como mediante estudios numéricos (Turton y Nicholls, 1987; Bretherton y Wyant, 1997; Stevens, 2000). En estos estudios el concepto de desacople se suele entender como el proceso por el cual, a pesar de ser forzada toda la capa de forma global, ésta tiende a formar una estructura de dos capas independientes (Stevens, 2000). Una vez se produce el desacople, el suministro de humedad desde el suelo queda suprimido, o al menos fuertemente reducido, con lo que la nube carece entonces del combustible para mantenerse (Duynkerke, 1998). La nube tenderá a debilitarse, pudiendo acabar por desaparecer. Para cuantificar la intensidad de este desacople, los diversos trabajos definen parámetros a partir de la flotabilidad integrada hasta la base de la nube, del valor del mínimo en la base, y de las áreas positivas y negativas, denominados de forma genérica *cociente integral de flotabilidad* ( $\mathcal{R}$ ), originalmente definido por Turton y Nicholls (1987). Este proceso parece ser uno de los mecanismos responsables de la transición en la zona de los alisios desde una capa de estratocúmulos hasta los cúmulos de gran desarrollo cerca del ecuador. En esta transición aparecen otros factores puramente dinámicos, como la variación de la subsidencia o de la SST, que parecen jugar un papel muy importante en dicha evolución:

según la masa atmosférica se mueve hacia el ecuador, la subsidencia a gran escala se reduce, permitiendo un mayor desarrollo de los ascensos, por lo que para mantener un estado de capa bien mezclada hace falta más energía para abarcar toda la capa. El aumento simultáneo de los flujos de calor y humedad, y más directamente, el aumento de la SST, pueden suministrar esa energía, aunque las interacciones entre estas “condiciones de contorno” para la capa límite nubosa y sus procesos físicos internos es muy compleja. Por ejemplo, Lewellen *et al.* (1996) analizan el efecto de los flujos en superficie y concluyen que el desacople de la capa de estratocúmulos podría tener lugar cuando los flujos de calor superan a los de humedad. Uno de los mecanismos de interacción entre capas más frecuente, y que podría compensar el desacople, es la existencia de ascendencias desde la capa subnube que penetran dentro de la capa de estratocúmulos, en forma de cúmulos aislados, aportando la humedad que el desacople ha suprimido, y reacomodando entonces toda la capa nubosa. Albrecht (1998) comenta, no obstante, que la mayoría de los estudios sobre el desacople de la capa límite nubosa se concentran en analizar la estructura de dicho fenómeno, existiendo un déficit de conocimiento sobre el origen de dicho desacople.

### 2.7.2. Procesos dinámicos en un cúmulo aislado

Houze (1993) propone cuatro características dinámicas comunes a las nubes cúmulo en cualquiera de sus escalas (desde los cúmulos de buen tiempo, objeto de análisis de este trabajo, de 1 km de extensión horizontal y vertical, hasta los cúmulonimbos, de casi 10 km de desarrollo vertical):

- Flotabilidad: El principal responsable de los movimientos que se generan en el interior de la nube son las diferencias de densidad entre las parcelas ascendentes y los valores de su entorno. La liberación de calor latente debido al cambio de fase controla en buena medida los movimientos ascendentes del interior de la nube, pudiendo extenderse por toda la troposfera, claramente fuera de la capa límite. Estas corrientes verticales dan nombre a este tipo de nubes, denominadas habitualmente *convectivas*. Las velocidades asociadas a estos movimientos convectivos pueden estar en el rango de 1 a 10 m s<sup>-1</sup>. Estos fuertes ascensos dan lugar a la creación de importantes cantidades de agua líquida por acreción, generando lluvia e incluso hielo, pero también complejos procesos de realimentación radiativos y dinámicos. Las diferentes contribuciones a la flotabilidad ( $\mathcal{B}$ ) se pueden expresar de forma simplificada mediante la siguiente expresión:

$$\mathcal{B} \approx g \left( \frac{T^*}{T_0} - \frac{p^*}{p_0} + 0.61r_v^* - r_H \right), \quad (2.10)$$

donde el término  $T^*/T_0$  es la contribución de los efectos de temperatura,  $p^*/p_0$  el de las perturbaciones de presión,  $0.61r_v^*$  el factor asociado al vapor de agua, y  $r_H$  de los hidrometeoros. Mientras que en otro tipo de situaciones atmosféricas cada uno de estos términos contribuye de manera muy diferente a la flotabilidad total, en las

nubes convectivas esos términos son todos del mismo orden de magnitud, por lo que cada uno de esos efectos debe ser tenido en cuenta. Desde el punto de vista dinámico, con frecuencia esas corrientes se describen mediante la superposición de burbujas que crecen en una capa límite convectiva, pero la enorme variabilidad observada es difícil de describir mediante esta sencilla idea. French *et al.* (1999) analiza mediante ecos de radar la dinámica de cúmulos aislados, y concluye que un ciclo típico se puede describir a partir del conjunto de 2 o 3 pulsos, que aisladamente duran entre 10 y 15 minutos.

- Perturbaciones en el campo de presión: Los rápidos ascensos generados por la flotabilidad afectan de manera significativa al campo de presión, a través de los movimientos compensatorios que esa parcela ascendente genera en su entorno.
- Vorticidad: Uno de los aspectos más significativos de las nubes cúmulo desde el punto de vista dinámico es la existencia de una apreciable vorticidad, tanto en los ascensos, cuyo resultado visual es la forma de coliflor de sus cimas, como en sus descensos. Existen además fuertes intercambios de vorticidad horizontal y vertical.
- Entrainment y detrainment: Los procesos de mezcla a pequeña escala entre los bordes de la nube y el aire claro ambiental externo a ella han sido descritos en el apartado anterior (2.6.4), y constituyen uno de los procesos básicos que controlan la dinámica de este tipo de nubes.

### 2.7.3. Interacción entre turbulencia y procesos de mayor escala

Una capa límite nubosa está determinada por la interacción de múltiples procesos de escalas espaciales y temporales muy diversas, como es la turbulencia convectiva húmeda, la microfísica, radiación, y procesos de mayor escala. Xu y Krueger (1991) muestran las diferentes características según las escalas temporales en las que se analice la capa límite: para escalas de 1 semana o menos, los procesos de gran escala equilibran los procesos nubosos; mientras que para escalas interanuales, la interacción de los procesos radiativos y las nubes es el proceso fundamental.

**Estratocúmulos** La subsidencia, que no es más que un descenso de aire a gran escala respecto de las dimensiones características de la capa límite nubosa, limita su desarrollo vertical. Su intensidad puede condicionar el desarrollo del posible desacople descrito en el apartado anterior, tanto para favorecerlo si esta subsidencia es pequeña, o impedirlo, en caso contrario. Los flujos en superficie, que suponen el suministro básico de calor, humedad y materia para la capa límite, también suelen ser dependientes de fenómenos de mayor escala. Particularmente en el océano, la SST condiciona claramente esos flujos, y la temperatura del mar está asociada a mecanismos de gran escala, desde la circulación oceánica hasta las variaciones estacionales o de baja frecuencia.

**Cúmulos** La inspección visual de una capa límite de cúmulos muestra claramente la interacción entre diferentes escalas espaciales, pues la base de los cúmulos suele mostrar un aspecto bastante homogéneo sobre grandes extensiones horizontales, mientras que sus cimas reflejan las ascendencias locales de su interior. Ello es debido fundamentalmente a que el nivel de condensación por ascenso (LCL), que es quien determina la base de las nubes, depende básicamente de los flujos en superficie de calor y humedad, y éstos, especialmente en superficies homogéneas o sobre el océano, son muy lentamente variables en el espacio. En cambio, su cima es mucho más variable de unas zonas a otras, pues ésta viene determinada por aspectos mucho más locales como las corrientes ascendentes y por el entrainment. Otra muestra de la interacción entre diferentes escalas son los diferentes grados de desarrollo de los cúmulos, desde los cúmulos someros objeto de este trabajo, hasta los cúmulonimbos. Los primeros pueden constituir la primera fase de los segundos, y comparten una dinámica similar, con menor intensidad de las corrientes ascendentes o energía involucrada, por lo que se puede producir una transición de escalas entre unas y otras. Pero por otra parte los mecanismos que disparan la convección profunda frente a la convección somera pueden ser muy diferentes, y estos mecanismos pueden ser muy dependientes de procesos de gran escala (calentamientos en superficie de mesoescala o sinóptica, subsidencia, u otros).

## 2.8. Evolución temporal de una capa límite nubosa

### 2.8.1. Aparición de una capa de estratocúmulos

Houze (1993) propone un modelo conceptual para describir la aparición de una capa de estratocúmulos marítima con subsidencia: inicialmente existen corrientes ascendentes generadas por vigorosos flujos de calor y humedad desde la superficie, que mezclan toda la capa, limitada verticalmente por una inversión de subsidencia. El entrainment en la zona de la inversión hace crecer a la misma, de forma que esas plumas empiezan a superar su nivel de condensación por ascenso (LCL), formando primero pequeños núcleos nubosos, y luego una capa cada vez más homogénea en la cima de esa capa bien mezclada. Esta capa nubosa actúa como escudo radiativo para el suelo, de manera que los flujos turbulentos de calor en la capa inferior a la nube se debilitan. El principal proceso de producción de energía en todo el proceso es la flotabilidad, primero desde el suelo para generar las térmicas, y progresivamente en su cima asociado al enfriamiento radiativo de la nube. Además, la cizalla también puede ser importante localmente, especialmente en las zonas límite superior o inferior, o entre capas de diferentes características.

Para que aparezca una capa de estratocúmulos, existen algunas características o condiciones atmosféricas que claramente favorecen este proceso. Driedonks y Duynkerke (1989) indican dos procesos atmosféricos principales que suelen estar presentes:

- Existencia de subsidencia a gran escala, y una estructura térmica formada por una capa condicionalmente inestable, con otra estable por encima. La convección profunda queda

anulada y el aporte de humedad y calor desde el suelo queda confinado en una estrecha capa.

- Aporte de humedad a la capa límite suficiente que compense los procesos que tenderán a disipar la capa de estratocúmulos: entrainment en su cima, subsidencia de aire caliente y seco desde encima, calentamiento de la radiación solar o los flujos superficiales.

Estas situaciones atmosféricas generales son más frecuentes bajo algunas condiciones sinópticas, enumeradas por Garratt (1992):

1. Irrupciones de aire frío sobre zonas oceánicas situadas al Este de los continentes. Según se aleja del continente hacia el interior del océano, la masa de aire evoluciona desde cúmulos hacia estratocúmulos al irse extendiendo sobre la inversión de subsidencia. Duran días. Asociados a convección celular a mesoescala. Flujos superficiales altos.
2. Regiones anticiclónicas sobre el océano y latitudes de temperaturas bajas, especialmente al oeste de continentes. Duran semanas. Flujos de calor en superficie muy bajos.
3. Dispersión de cúmulos de buen tiempo continentales originados por calentamiento del suelo, al irse acercando a la costa. Con anticiclón en meses fríos. Pueden persistir días.
4. En regiones polares, en forma de estratos, especialmente en verano. Suelen formas varias capas, con desacoplamientos entre ellas.
5. En la zona de los alisios, en la parte Este de los océanos principales, lejos de la zona de convergencia intertropical. Cúmulos de buen tiempo y estratocúmulos entremezclados.

### 2.8.2. Desaparición de una capa de estratocúmulos

Algunos de ellos ya han sido descritos anteriormente. De una manera resumida se pueden citar los siguientes:

- Desacople entre la capa nubosa y el suelo, asociada a procesos locales: Parece claro que el desacople entre la capa nubosa y la capa inferior, y, por tanto del suelo, puede llegar a disipar la nube. Al cortarse el suministro de humedad hacia la nube, ésta carece de su combustible, y se acabará disipando. Este desacople puede ser generado de diferentes maneras: a través del calentamiento radiativo de onda corta, que genera un calentamiento neto en la base de la nube, estabilizándola respecto a la capa no nubosa inferior. Otro proceso que podría influir en este fenómeno es la evaporación de la llovizna que la nube pueda generar, según cae sobre la capa subnube. Ello altera el balance energético en esa zona de la capa límite, pudiendo llegar a producir una inversión.

- Desacople por cambio en condiciones de mesoescala: Los cambios en la intensidad de la subsidencia o de la SST pueden llegar a desacoplar las capas. Por ejemplo, una reducción de la subsidencia disminuye la intensidad de la inversión, por lo que el flujo de humedad debe distribuirse en una extensión mayor. La nube deja de estar tan bien mezclada, pudiendo llegar a romperse. Un cambio en la temperatura de la superficie del mar lógicamente afecta al suministro de humedad en la capa límite, y por tanto en la propia nube. Además, ambos efectos pueden suceder de manera simultánea, como sucede en las transiciones en torno a la zona de los alisios, donde el movimiento de las masas de aire hacia zonas más ecuatoriales corresponde a esa disminución de la subsidencia y un aumento de la SST, observándose la transición gradual de una CTBL de estratocúmulos hacia otra con cúmulos.
- Inestabilidad por entrainment (CTEI): Otro proceso que parece influir en su desaparición, aunque no es claro su efecto, es la inestabilidad por entrainment (CTEI), asociado a la mezcla con aire seco superior. Este proceso puede tener relación con el anterior, pues un cambio en las condiciones atmosféricas de gran escala, al influir sobre los saltos de humedad y calor en la inversión, podría llegar a activar esta inestabilidad.
- Cúmulos penetrando entre los estratocúmulos (de Roode y Duynkerke, 1997; Wyant *et al.*, 1997): Aunque esta interacción dinámica suceder con frecuencia durante la transición de un tipo de capa límite nubosa a otra, no está claro si es una causa de la desaparición de una capa homogénea de estratocúmulos, o simplemente es la consecuencia, el resultado visible de la ruptura de esa capa.

### 2.8.3. Proceso típico de aparición de un cúmulo somero

El proceso típico que conduce a la formación de un cúmulo de buen tiempo podría ser el siguiente: suponiendo una estructura termodinámica típica de la capa límite (perfil de temperatura constante en la capa junto al suelo, una capa condicionalmente inestable por encima, con una inversión de una cierta intensidad que delimita la cima de la capa límite), si una parcela parcela de aire asciende en condiciones subsaturadas desde la superficie mediante una térmica (corriente ascendente generada típicamente desde una capa bien mezclada convectiva junto al suelo), llegará a alcanzar un nivel en el que se encuentre en condiciones saturantes: el nivel de condensación por ascenso. Sin embargo, a ese nivel la parcela puede tener flotabilidad negativa, es decir, se encuentra más fría que su entorno, por lo que para seguir ascendiendo necesita consumir energía. Si dispone de suficiente energía, la parcela sigue ascendiendo de forma aproximadamente saturada adiabática saturada en una capa nubosa condicionalmente inestable, llegando a una altura en la que ya la parcela será positiva en cuanto a flotabilidad: es el *nivel de convección libre* (LFC)<sup>21</sup>. A partir de aquí asciende libremente acumulando energía. Llega hasta el comienzo de la inversión, donde la flotabilidad vuelve a ser negativa

<sup>21</sup>LFC: Level of Free Convection

para la parcela: *nivel de flotabilidad nula* (LNB)<sup>22</sup>. Al haber acumulado energía sobrepasa este nivel, penetrando en la inversión. Dependiendo de la fuerza de esa inversión, la parcela conseguirá penetrar más o menos en la capa seca superior, situada ya fuera de la capa límite. Aun cuando entonces los cúmulos de buen tiempo puede considerarse como el resultado visible de las térmicas originadas en la parte inferior de la capa límite, existe una muy compleja relación con los procesos de superficie y de gran escala (flujos de calor y condiciones termodinámicas en el suelo, subsidencia a gran escala y estructura termodinámica por encima de la capa límite, y entrainment en la cima de la capa, interaccionando de manera no lineal entre ellos) que dan lugar a la formación de estas nubes (Zhu y Albrecht, 2002).

#### 2.8.4. Ciclo de vida de un cúmulo aislado

Este ciclo puede tener tres fases: inicialmente las térmicas o corrientes ascendentes de la capa bien mezclada subnube no tiene energía suficiente para alcanzar el nivel de convección libre, por lo que únicamente aparecen nubes forzadas (Stull, 1988). Si consiguen superar ese límite, se tienen entonces nubes activas. Finalmente, cuando el suministro de humedad y energía desaparece, por descensos compensatorios, posiblemente generados por la misma dinámica del cúmulo, la base de la nube se difumina, dando lugar a cúmulos pasivos, que finalmente acaban evaporándose. Según diversos estudios observacionales (Albrecht, 1981), los elementos nubosos activos pueden ocupar un área un orden de magnitud inferior a la cobertura nubosa, siendo por tanto la mayor parte de las nubes de tipo pasivo. No obstante, parecen ser responsables de la mayor parte del transporte vertical (Brummer y Wendel, 1987).

**Procesos de realimentación en cúmulos:** Según Stull (1988) se pueden distinguir tres tipos de procesos principalmente:

- Radiativo: Cuantos más cúmulos, menos radiación neta llega al suelo. Eso supone menores flujos en superficie de calor y humedad. Y entonces hay menos corrientes ascendentes para la generación de nuevos cúmulos. Se tiende entonces a un equilibrio, siempre por debajo de la cobertura completa.
- Dinámico: Los cúmulos activos sustraen aire de la capa bien mezclada inferior, dificultando la aparición de nuevas nubes activas.
- Ambientales: El transporte de aire frío de las nubes activas junto con el entrainment de aire caliente de la cima de la capa límite puede desestabilizar toda la capa, aumentando la mezcla, y con ello, la nubosidad; las nubes activas transportan humedad hacia la atmósfera libre, humedeciendo la capa nubosa, por lo que las nubes pasivas tardan entonces más en disiparse.

---

<sup>22</sup>LNB: Level of Neutral Buoyancy



## 2.9. Estadística y geometría de los cúmulos de capa límite

Existen numerosos trabajos observacionales (fundamentalmente a partir de datos de teledetección provenientes de radares o imágenes de satélite), que han intentado estudiar de forma detallada los aspectos de las nubes cúmulo: distribuciones de tamaños, la forma de su superficie y volumen, distribución de poblaciones de nubes. La importancia de obtener expresiones cuantitativas para estas estadísticas nubosas, reside en que podrán ser empleadas en parametrizaciones de modelos de gran escala, que no pueden resolver nubes individuales, aunque también serviría para conseguir una mejor descripción de los procesos radiativos en nubes, y para mejorar la interpretación de las imágenes y datos de satélite. Los resultados obtenidos aportan también información de la dinámica y la física global de este tipo de nubes, y esas relaciones deberán ser explicadas desde esta óptica. Uno de los primeros trabajos realizados en este área (Lopez, 1977), analizó los ecos de radar de nubes en la zona subtropical atlántica, y concluyó que tanto las distribuciones de altura, como los tamaños horizontales y la duración de las nubes cúmulo parecían seguir una distribución lognormal.

### Distribuciones de tamaños

Además de la distribución lognormal propuesta por Lopez (1977), se han propuesto otras distribuciones como la de Poisson (Cho, 1978), dobles potencias (es decir,  $n(\mathcal{D}) = a\mathcal{D}^b + c\mathcal{D}^e$ , siendo  $\mathcal{D}$  el diámetro de la nube,  $a, b, c, e$  parámetros ajustables empíricamente, y  $n(\mathcal{D})$  el número o frecuencia relativa sobre el número total de nubes con diámetro  $\mathcal{D}$ ) (Cahalan y Joseph, 1989), o simples (Machado y Rossow, 1993), o la exponencial (número de nubes que decrece exponencialmente con el incremento del diámetro de la nube) (Plank, 1969; Wielicki y Welch, 1986). Encontrar una justificación física ellas no es sencilla. Por ejemplo, los resultados que obtienen una distribución en dobles potencias podrían justificarse como resultado de la combinación de dos tipos de nubes, lo que explicaría esa expresión en dobles potencias: unas nubes más pequeñas, limitadas por el tamaño de las células convectivas individuales más grandes que pueden existir en la capa límite (de entre 0.5 a 2 km) (Cahalan y Joseph, 1989); mientras que las nubes más grandes darían lugar al otro pico de la distribución.

### Poblaciones de nubes

Benner y Curry (1998) analizan las tres propuestas básicas que se han propuesto para describir la distribución espacial de un campo de nubes rotas: aleatorias, acumuladas (cuando las nubes están separadas menos que lo que resultaría de su media estadística), o regulares (igual a su media estadística). Mientras que en Ramirez y Bras (1990) se analizan observaciones que conducirían a una distribución regular, en Weger *et al.* (1992) se muestran resultados compatibles tanto con la hipótesis de acumulaciones como con la distribución regular. También existen estudios numéricos, como el de Randall y Huffman (1980), que apuntan hacia la distribución acumulada. Además, plantean varias hipótesis para explicar sus resultados: la

liberación de calor latente en la nube genera las condiciones para que nuevas nubes se desarrollen en su alrededor, y así generar esas agrupaciones; los descensos de las nubes activan la formación de nuevas nubes; las circulaciones internas de las nubes tienden a organizarse en grupos por advección mútua, generando entre ellas condiciones de “protección mútua”, es decir, que los cúmulos crean en su alrededor las condiciones que favorecerían la aparición de nuevas nubes de forma exitosa frente a áreas sin nubosidad. En cualquier caso, parece claro que la propia nube cúmulo modifica las condiciones termodinámicas de su entorno, de tal forma que un modelo que quiera reproducir el comportamiento colectivo de un campo de nubes, debería tener en cuenta esos efectos de interacción con el ambiente y con otras nubes. Una correcta descripción de las poblaciones de nubes a gran escala afecta al cálculo de los procesos radiativos en las nubes, pues un mayor o menor solapamiento entre ellas modifica el recorrido radiativo neto en su interior. También debe ser explicable desde la perspectiva de la dinámica de los procesos convectivos nubosos.

### Superficie de las nubes

A simple vista, los cúmulos muestran una característica superficie irregular, y un mejor conocimiento de las características de esta interfase es importante para poder entender mejor los procesos de intercambio entre la nube y el aire ambiental en general, o los procesos de entrainment y detrainment en particular. La inspección de la superficie de las nubes parece mostrar una estructura que se repite en diferentes escalas, lo que enlaza directamente con la idea de fractal. Así, Lovejoy (1982) estudia la geometría bidimensional de áreas de nubes y de lluvia y muestra la aproximada constancia de una longitud característica proporcional a la raíz cuadrada de su área, en un rango de 6 órdenes de magnitud (desde 1 hasta  $1.2 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ ). En el estudio de magnitudes fractales en dos dimensiones, el parámetro clave, a partir de los trabajos de Mandelbrot (1977), es la relación entre el perímetro  $\mathcal{P}$  de la sección del cúmulo y su área ( $\mathcal{A}$ ):  $\mathcal{P} \sim \mathcal{A}^{\mathcal{D}_p/2}$ .  $\mathcal{D}_p$  es *dimensión fractal* característica en condiciones bidimensionales. Para figuras regulares (Benner y Curry, 1998), como un cilindro o un rectángulo,  $\mathcal{D}_p = 1$ . Cuanto más irregular sea la superficie, ese valor se irá aproximando a 2 ( $\mathcal{D}_p \rightarrow 2$ ). Así Cahalan y Joseph (1989) observaron un cambio en la dimensión fractal para valores en los que se producía el cambio de la distribución de dobles potencias, mostrando una  $\mathcal{D}_p$  mayor las nubes de mayor tamaño, quizás asociada a una mayor turbulencia en su cima. Gotoh y Fujii (1998) corroboran ese cambio en la dimensión fractal coincidente con la ley de doble potencias, con valores de  $\mathcal{D}_p \approx 1.677$  para nubes mayores de 5 km de perímetro, y de  $\mathcal{D}_p \approx 1.364$  para tamaños menores. Además de su efecto sobre el proceso de entrainment, la geometría de la nube también afecta a la transferencia radiativa (Benner y Curry, 1998). En el trabajo de Malinowski y Zawadzki (1993) se analiza tanto la dimensión fractal anterior como la de volúmenes, encontrando un dimensión  $\mathcal{D}_s \approx 2.55$  en el rango de tamaños de 10 m hasta 1000 m, que equivale a 1.55 en términos de la dimensión de perímetro antes definida, pues asumiendo isotropía espacial, la dimensión superficial se puede relacionar con la de perímetro

mediante  $\mathcal{D}_s = \mathcal{D}_p + 1$ . Todos estos trabajos están basados en el análisis de imágenes de satélite de mayor o menor resolución. Siebesma y Jonker (2000) emplean en cambio un modelo numérico de alta resolución (LES<sup>23</sup>, ver apartado 3.1.1), para analizar la superficie de los cúmulos “sintéticos” obtenidos. Definiendo la relación entre el volumen  $\mathcal{V}$  y el área superficial  $\mathcal{A}$  a través de una longitud lineal asociada a ese volumen ( $\mathcal{L} \equiv \mathcal{V}^{1/3}$ ) mediante la relación  $\mathcal{A} \sim \mathcal{L}^{\mathcal{D}_s}$ , obtienen una dimensión de esas superficies  $\mathcal{D}_s \simeq 7/3=2.33$ . Mientras que para una superficie regular (cilindros, esferas) ese valor debería ser 2, este valor indica claramente el comportamiento fractal (no euclídeo) de dichas superficies. Ese valor obtenido es consistente con los resultados anteriores, obtenidos a partir de datos de satélite. Siebesma y Jonker (2000) analizan las implicaciones que dicho resultado tiene en el estudio de los procesos de entrainment en dicha interfase, concluyendo que es precisamente dicho factor el que produce un transporte turbulento independiente de la escala (Grant y Brown, 1999), al menos en las del modelo LES (pocos kilómetros como máximo).

---

<sup>23</sup>LES: Large Eddy Simulations

## Capítulo 3

# Modelización numérica de la capa límite nubosa. Metodología

### 3.1. Introducción. Estudios mediante modelos numéricos

La representación de los diferentes procesos que controlan una capa límite nubosa descritos en el capítulo 2 y su dinámica mediante modelos numéricos se realiza mediante diferentes tipos de aproximaciones. El método más extendido y que permite un estudio más detallado es el empleo de modelos de muy alta resolución, denominados LES<sup>1</sup> (literalmente *simulaciones de grandes remolinos*), que pueden estudiar de forma explícita la dinámica de una capa límite nubosa, pues su alta resolución espacial (decenas de metros tanto horizontal como espacialmente), permite resolver sus estructuras y procesos básicos. Frente a ellos, se encuentran los modelos de columna (SCM<sup>2</sup>), cuya dimensión horizontal se supone suficientemente grande, y de resolución vertical variable, y entonces los procesos deben ser parametrizados. Estos esquemas de representación de la capa límite nubosa son los empleados en los modelos de mucha menor resolución que el LES, como los modelos de área limitada (LAM)<sup>3</sup>, o los modelos climáticos (GCM)<sup>4</sup>, pues su resolución horizontal muy inferior a los LES impide resolver los procesos de una capa límite nubosa. Originariamente, los modelos SCM se emplearon además para estudiar directamente la capa límite con nubes por razones de limitación computacional. En la actualidad, los modelos de alta resolución se han extendido como herramientas básicas en el estudio numérico de las nubes de capa límite, pero los modelos SCM son una herramienta sencilla de estudio mediante la representación parametrizada de los procesos físicos, y enlazan los resultados de los LES y su representación parametrizada en los modelos GCM y LAM.

---

<sup>1</sup>LES: Large Eddy Simulations

<sup>2</sup>SCM: Single Column Models

<sup>3</sup>LAM: Limited Area Models

<sup>4</sup>GCM: Global Climatic Models

### 3.1.1. Modelos de muy alta resolución (LES)

Un LES es un modelo tridimensional, con tamaños de rejilla muy pequeña (las simulaciones típicas pueden alcanzar los 10-20 m de dimensión vertical, y 25-100 m en la horizontal). Cuando un modelo LES se aplica al estudio de nubes de capa límite se le denomina también *modelos que resuelven nubes*, (CRM)<sup>5</sup>, y de manera más general ERM<sup>6</sup>. Debido a esa alta resolución, son capaces de describir explícitamente las estructuras turbulentas más energéticas, los *eddies* o remolinos turbulentos, así como nubes cúmulo aisladas. También la localización del enfriamiento radiativo de onda larga en la cima de los estratocúmulos, pues sus dimensiones características son similares o superiores a la resolución vertical de estos modelos. Pero incluso con estas escalas de modelización existen una serie de procesos que no se pueden todavía resolver, como aquellos que tienen lugar cerca de las fronteras de la capa límite (en el suelo o el tope de la capa límite, sobre todo si allí existe una inversión por encima que restrinja fuertemente los movimientos verticales), donde los movimientos son de menor escala que la resolución del modelo. Un aspecto muy importante de los procesos que el modelo no sea capaz de resolver es que sean de muy pequeña escala, ya que, como comenta Garratt (1992), “los flujos turbulentos tienden a diferir entre ellos principalmente en la estructura de los *eddies* de gran tamaño, mientras que las pequeñas escalas en todos los flujos tienden a ser estadísticamente similares”. Los procesos de escalas no resueltas por el modelo deben ser parametrizados mediante los denominados esquemas submalla (SGS)<sup>7</sup>. La resolución del modelo LES se suele elegir de forma que se encuentre dentro del subrango inercial (apartado 3.2.1), porque simplifica mucho las hipótesis empleadas en esos SGS. Dentro de estos procesos submalla, en una capa límite con nubes hay un aspecto particular de gran interés, los procesos de condensación de tamaño inferior a la resolución del modelo, como puede suceder en los límites de una capa de estratocúmulos o en los bordes de los cúmulos, parametrizados por los denominados esquemas de *condensación submalla*, (SCS)<sup>8</sup> (ver apartado 3.5.5). Aun así, los LES se muestran como una herramienta muy poderosa para analizar los principales procesos en una capa límite con nubes, como plantean Lin y Arakawa (1997a) en el estudio de las fuentes de entrainment en los cúmulos someros. Otro aspecto muy interesante que explica la enorme extensión del uso de los LES es su posibilidad de calcular magnitudes muy difíciles de medir experimentalmente, como flujos turbulentos, covarianzas entre variables, o términos turbulentos de orden superior, y con una resolución espacial regular y de muy alta precisión. No obstante, la obtención y análisis de estos resultados estadísticos requiere de una cuidadosa interpretación (apartado 3.3). Esta información procedente de los resultados LES se puede usar como base de datos para contrastar diferentes parametrizaciones de los modelos de columna y así corroborar o descartar sus resultados.

Estos modelos son computacionalmente muy costosos en tiempo y en recursos, por lo que

---

<sup>5</sup>CRM: Cloud Resolving Models

<sup>6</sup>ERM: Eddy Resolving Models

<sup>7</sup>SGS: SubGrid Scale schemes

<sup>8</sup>SCS: Subgrid Condensation Scheme

históricamente su desarrollo fue posterior a los modelos más sencillos que se describen en el siguiente apartado. Los primeros trabajos con LES aplicados al estudio de estratocúmulos y sus estructuras turbulentas corresponde a Deardorff (1980b), y posteriormente el trabajo de Moeng (1986). En el estudio de cúmulos someros, Sommeria (1976) fue el primero en modelizarlos, sobre datos de la campaña de Puerto Rico (Pennell y LeMone, 1974), aunque posteriormente el número de trabajos respecto a los desarrollados sobre estratocúmulos es mucho más escaso: Nicholls *et al.* (1982) analizó las observaciones de GATE con un LES, pero estudiando básicamente la capa subnube, siendo los trabajos de Cuijpers y Duynkerke (1993); Siebesma y Cuijpers (1995) las referencias más importantes de LES de cúmulos someros hasta finales de los años 90. En los últimos años, se han desarrollado varios estudios de intercomparación entre modelos LES sobre casos simples de capa límite con nubes, como se detalla en los capítulos 4, 5 y 6 y en el Apéndice B.

### 3.1.2. Modelos unidimensionales o de columna (SCM)

Los denominados *modelos de una columna* pueden considerarse en cierto sentido una simplificación de los modelos LES, si sólo se considera su coordenada vertical, como si la extensión horizontal fuese lo suficientemente grande para que los procesos de intercambio en esa dirección se puedan despreciar frente a los que suceden en la vertical. Los modelos SCM pueden asociarse a las columnas de un modelo de baja resolución en la capa límite, como los LAM o los GCM. En ellos, la parametrización de los procesos físicos considera aspectos y mecanismos en la dirección vertical, y los transportes entre las columnas adyacentes se realizan mediante advecciones o intercambios. En un SCM sólo existe una única columna, por lo que los procesos laterales deben prescribirse adecuadamente, así como otros forzamientos de mayor escala, como la subsidencia o advecciones globales para un dominio grande, deben ser prescritas. Un SCM puede tener la misma resolución vertical que un LES (aunque normalmente los LAM o los GCM tienen muchos menos niveles dentro de la capa límite), por lo que si los mecanismos básicos que describen son esencialmente verticales, como el enfriamiento radiativo o el entrainment la cima de los estratocúmulos, puede describir sus principales aspectos. En cambio, tendrá que parametrizar aquellos que no lo sean, como el entrainment horizontal en cúmulos o los tamaños característicos de mezcla turbulenta tridimensional, por ejemplo. Algunos trabajos importantes en este terreno son los de Bougeault (1981b), quien desarrolla un modelo unidimensional con un cierre de las ecuaciones de la turbulencia de tercer orden (ver apartado 3.4.2), estudia sus variables medias, flujos, varianzas y términos de tercer orden frente a las pocas observaciones disponibles, y otros aspectos de la modelización numérica de cúmulos someros. Los trabajos de Betts y Miller (1986); Randall *et al.* (1996) estudian su relación con modelos de clima, mientras que los trabajos recientes de Lock *et al.* (2000); Grenier y Bretherton (2001) se basan en los recientes resultados obtenidos por diferentes modelos LES para estudiar la capa límite nubosa mediante un SCM. Randall y Wielicki (1997) plantean el interés y simplicidad que los SCM constituyen como herramienta para enlazar observaciones

y modelos.

**Modelos de capa bien mezclada** Los primeros modelos que se propusieron para estudiar específicamente la capa límite se denominaron *slab models* o *bulk models*, es decir, modelos “globales” o “groseros”. Esta denominación proviene de que subdividen toda la capa límite en muy pocas capas (entre 1 y 4 típicamente). Su limitada extensión vertical se justifica porque trataban de estudiar principalmente la capa límite convectiva, donde la convección totalmente desarrollada permite suponer que toda la capa límite se encuentra aproximadamente bien mezclada, formando entonces una única capa en cuanto a sus propiedades termodinámicas: un valor único de temperatura, humedad y viento pueden representar las características de toda la capa. Por ello, inicialmente el modelo más extensamente empleado fue un modelo de una única capa, denominado *modelo de capa de mezcla* (MLM)<sup>9</sup>, como el que desarrolló Lilly (1968) para estudiar tanto una capa convectiva seca como una capa límite cubierta por estratocúmulos. Los procesos físicos están representados de forma muy simplificada, pero pueden ser capaces de mostrar las características básicas de una capa límite convectiva. A partir del trabajo pionero de Lilly, otros autores desarrollaron y modificaron su modelo (Schubert *et al.*, 1979; Randall, 1980a; Nicholls, 1984). Trabajos posteriores (Moeng y Randall, 1984; Bougeault, 1985; Duynkerke y Driedonks, 1987; Turton y Nicholls, 1987) añadieron más capas al modelo original de Lilly para intentar mejorar la descripción de algunos procesos, y relajar la condición de capa bien mezclada de toda la capa límite, demasiado restrictiva en algunos casos. Cuando se aplica al estudio de una capa de estratocúmulos, su descripción queda definida por unos pocos parámetros: se tiene una única capa con un valor de  $\theta_e$  (o  $\theta_l$ ) y  $r_t$ . Magnitudes muy importantes son la altura de la cima de la capa ( $z_i$ ), y las condiciones de contorno: los flujos en el suelo ( $(\overline{w'\theta'_l})_s$  y  $(\overline{w'r'_t})_s$ ), y en la cima de la capa de estratocúmulos. Ambos flujos deben ser prescritos de alguna forma para obtener una correcta representación de esta capa límite bien mezclada. Las parametrizaciones para los flujos en superficie cuentan con un aceptable consenso para su cálculo (ver apartado 3.5.3), mientras que los flujos en la zona de entrainment son un área de intensa controversia en la comunidad científica, sin que hasta la actualidad se haya alcanzado un consenso claro al respecto (ver apartado 3.5). Los MLM pueden verse de alguna forma como una versión de los modelos de columna pero una resolución vertical menor, y más cercana a las características numéricas en la capa límite de muchos modelos de clima o de área limitada. Este tipo de modelos sigue constituyendo una herramienta sencilla e interesante para estudiar de manera simplificada algunos procesos de la capa límite nubosa, como el desacoplamiento que se produce en una capa de estratocúmulos cuando se desplaza desde latitudes medias hacia los trópicos, en condiciones de aumento de SST y disminución de la subsidencia que impide su desarrollo vertical (Turton y Nicholls, 1987; Wyant *et al.*, 1997).

---

<sup>9</sup>MLM: mixed layer models

### 3.1.3. Modelos numéricos y observaciones

En los últimos años, el estudio de los procesos y mecanismos de la capa límite atmosférica mediante los modelos numéricos descritos en el apartado anterior se ha convertido en la herramienta fundamental de trabajo de una gran parte de la comunidad científica. La gran expansión en su uso, frente a los estudios y campañas observacionales, se debe a varias razones: el enorme aumento de la capacidad de cálculo de los ordenadores, la comodidad y relativa sencillez de su empleo frente a las complejas infraestructuras necesarias en las campañas experimentales, y la posibilidad de los modelos numéricos de obtener magnitudes derivadas difícilmente medibles con aparatos, y con resoluciones espaciales y temporales regulares y detalladas. (Wyngaard, 1998) analiza críticamente este planteamiento de trabajo, pues por muy precisos que los modelos puedan llegar a ser en su análisis de los procesos de turbulencia atmosférica, las observaciones deben ser siempre la clave de cualquier estudio y resultado físico que se quiera conseguir. Mientras, Stevens y Lenschow (2001) justifican el uso de modelos numéricos para el estudio de los fenómenos atmosféricos si se cumplen alguna de las siguientes dos hipótesis:

- El esquema submalla usado para los modelos de muy alta resolución LES debe ser una reproducción fiable de la realidad.
- Las estadísticas de los modos de baja frecuencia que son explícitamente calculados por estos modelos de alta resolución no deben ser sensibles a la parametrización de los efectos submalla.

Los resultados obtenidos mediante los modelos numéricos deben ser contrastados frente a los datos provenientes de las observaciones o los experimentos de laboratorio, pero en este proceso se deben tener en cuenta muchos matices y detalles. Así, por ejemplo, la forma de comparar los resultados de los modelos (sus “salidas”) frente a según qué datos de las medidas (datos brutos u otros mas elaborados, filtrados o tratados estadísticamente para tener en cuenta limitaciones de los propios aparatos o de las condiciones bajo las que se ha medido) es un problema de complejo tratamiento. La misma terminología empleada, “validaciones” o “calibraciones” del modelo frente a observaciones, o “ajustes” del mismo para compararse a los datos, que suelen emplearse con un cierto grado de ambigüedad y generalidad, deberían evitarse o al menos manejarse con sumo cuidado (Randall y Wielicki, 1997). Oreskes *et al.* (1994) analiza también estos conceptos en el contexto más general de la representación de los sistemas naturales mediante modelos numéricos, mostrando sus limitaciones y alcance.

## 3.2. Escalas relevantes en una capa límite nubosa

La atmósfera muestra un enorme rango de escalas en los diferentes procesos meteorológicos que aparecen en ella: desde la circulación general atmosférica (con tamaños en torno a  $10^7$  m



y tiempos en torno a semanas) hasta los procesos microfísicos o radiativos (donde se tienen tamaños de  $10^{-6}$  m y escalas temporales de segundos o inferiores). En el estudio de procesos nubosos en la capa límite, el ciclo de vida de un cúmulo aislado se encuentra como máximo en valores en torno a 1 hora, y ocupa un área horizontal inferior a 200 m, mientras que una capa de estratocúmulos, pueden permanecer establemente semanas enteras, extendiéndose por muchas decenas de kilómetros. Por tanto, un modelo LES con resolución espacial de decenas de metros, podrá resolver explícitamente esas nubes cúmulo, y duración temporal de unas pocas horas o unos pocos días como mucho, considerará la capa de estratocúmulos como básicamente estacionaria. En el otro extremo, un modelo climático, con tamaños horizontales mínimos de kilómetros y duración de meses o años, no resolverá esas nubes cúmulo aisladamente, aunque tendrá que considerar su efecto de transporte neto, y las alteraciones que una incorrecta representación de una capa de estratocúmulos puede producir sobre el balance radiativo neto en el suelo a escala estacional será fundamental (Li *et al.*, 2002). Por tanto, las escalas espaciales y temporales características del modelo condicionarán claramente las aproximaciones que se emplean en sus parametrizaciones y las ecuaciones de evolución que consideren.

Diversos trabajos tanto observacionales como numéricos analizan las múltiples escalas temporales características de los diferentes procesos básicos de una capa límite nubosa. Algunos ejemplos pueden ser los siguientes: Sommeria (1976) estudia con su modelo numérico una capa límite con cúmulos, y observa ciclos de vida asociados a procesos de condensación de unos 5-10 minutos, mientras que la cantidad total de agua muestra un ciclo aparente de 12 minutos, que asocia a la máxima vida de una nube individual. Bretherton *et al.* (1995) establecen varias escalas temporales ( $\tau$ ) a partir de medidas de la campaña ASTEX: una escala de tiempo para las circulaciones que mezclan toda la capa subnube ( $\tau_M = z_B/w_* = 1000$  s, con  $z_B$  la altura de la capa subnube,  $w_*$  una velocidad convectiva asociada a los flujos en superficie); para el proceso de mezcla de cúmulos penetrando en la capa de estratocúmulos obtuvieron un valor de  $\tau_c = 0.5$  días; o para el entrainment en la cima de los estratocúmulos muestran una escala  $\tau_E = z_l/w_e = 4$  días, con  $z_l$  la altura de toda la capa de mezcla y  $w_e$  la velocidad de entrainment en la cima de la capa de estratocúmulos. Siebesma *et al.* (2002) para la simulación de cúmulos someros que se estudiará en el capítulo 5, obtiene un tiempo de los remolinos característicos de estas nubes de 0.5 h. Debido a la complejidad de los procesos físicos que intervienen en una capa límite nubosa (capítulo 2), numerosos autores han buscado tamaños o tiempos característicos para obtener expresiones adimensionales que puedan caracterizarlos cualitativamente, a través de los procesos que se suponen más relevantes (Holt-slag y Nieuwstadt, 1986). Por ejemplo, Chen y Cotton (1983) definen una escala temporal turbulenta puede ser definida como  $\tau = \overline{w'^2/w'\theta'_v}$ , es decir, dependiente de la flotabilidad y de la energía cinética turbulenta (TKE<sup>10</sup>) vertical; Bougeault y André (1986) hablan de una escala  $\tau = \frac{L}{\epsilon^{1/2}}$ , mediante una longitud  $L$  que caracterice los procesos de mezcla turbulenta y la energía cinética turbulenta (TKE); en el estudio de los procesos de entrainment Deardorff

<sup>10</sup>TKE: Turbulent Kinetic Energy, ver apartado 3.4.2

(1980a) define varias escalas para relacionar los tiempos característicos asociados al desencamamiento producido por el entrainment ( $\tau = h_c r_{c_{max}} / -w_e \Delta r_t$ , con  $h_c$  el espesor de la nube,  $w_e$  la velocidad de entrainment, y el salto de humedad en la cima de la nube), y la mezcla turbulenta dentro de la nube ( $\tau = h_c / w_*$ , siendo  $w_*$  una velocidad convectiva dependiente de la flotabilidad integrada).

### 3.2.1. Estructura espectral de la capa límite

Un espectro típico de viento cerca del suelo (Stull, 1988) suele presentar dos máximos claros de intensidad energética espectral: uno con un periodo de entre 24 y 100 h, que se puede asociar a procesos sinópticos, como paso de frentes; y otro de 10 s a 10 min, que corresponde a remolinos de microescala. Este segundo pico en el espectro se asocia a los movimientos turbulentos que generan la energía a escala global en la capa límite. Entre ambos máximos existe un mínimo de energía, denominado *hueco espectral*, de un periodo aproximado de 1 hora y sirve de separación entre las dos escalas, es decir, entre los procesos turbulentos de la capa límite y los fenómenos de mayor escala. Los movimientos correspondientes a esas escalas pueden considerarse como *flujo medio*, y los de menor escala *turbulencia*.

Dentro de los tamaños correspondientes a la capa límite, el máximo descrito arriba representa la generación de turbulencia asociada a los remolinos con tamaño del orden del espesor de toda la capa límite. La flotabilidad o la cizalla del viento suelen ser los principales generadores de dichos procesos turbulentos. Estos remolinos transmiten su energía hacia escalas más pequeñas, sin pérdidas significativas hasta alcanzar las escalas micrométricas (conocidas también como escalas Kolmogorov), donde la energía se disipa por viscosidad en forma de calor. El proceso de transferencia de energía desde los tamaños característicos de la turbulencia hasta los tamaños en que ésta se disipa se denomina *cascada de energía*, y el rango espectral correspondiente *subrango inercial*. El subrango inercial separa entonces la inhomogeneidad espacial que caracteriza a los procesos generadores de turbulencia de la isotropía y homogeneidad de las escalas pequeñas que la disipan (Garratt, 1992). La existencia del subrango inercial está caracterizada en la representación logarítmica de la densidad de energía espectral de las componentes de la velocidad ( $S$ ) frente el número de onda ( $\kappa$ ), por una pendiente lineal, de valor  $-5/3$ , obtenida a partir de consideraciones dimensionales:

$$S(\kappa) \propto \kappa^{-5/3} \quad (3.1)$$

El rango de aplicabilidad de esta relación de escala dependerá de cuáles sean los mecanismos principales de generación de turbulencia, donde a partir de sus parámetros básicos se pueden construir diferentes expresiones dimensionales para calcular los flujos o covarianzas de las diferentes magnitudes (Stull, 1988). Los modelos LES suelen escoger su tamaño de malla de forma que se encuentre dentro de los valores del subrango inercial, por lo que entonces las estructuras generadoras de turbulencia quedan resueltas por la resolución del modelo, y el esquema submalla (SGS) que debe parametrizar los procesos no resueltos es más sencillo,

debido a las condiciones de isotropía y homogeneidad del flujo en esas escalas. No obstante, los espectros observados en múltiples trabajos muestran detalles más complejos que la simple descripción antes expuesta: Nicholls *et al.* (1982) analizan los espectros de humedad, viento y temperatura de una capa límite con cúmulos, y observan máximos en el espectro de humedad, temperatura y componentes horizontales del viento en tamaños en torno a 10 km, muy superiores a los dominios habituales de un LES (2-3 km), mientras que la componente vertical de la velocidad  $w$  presenta una longitud de onda de 700 m, así como las covarianzas de la misma con  $u$ ,  $v$ ,  $r_v$  o  $T$ . Duynkerke (1998) comenta que en diversas campañas observacionales orientadas a buscar la interacción entre la mesoescala y la capa límite nubosa (como ASTEX, GATE o FIRE), se observa una clara contribución al espectro de tamaños en la mesoescala de manera uniforme hasta llegar a los tamaños típicos de la capa límite, y por ejemplo, en ASTEX en concreto sólo se observa un espectro clásico sobre la velocidad vertical, pero no sobre las componentes horizontales. Una aplicación muy interesante del espectro de una variable es que permite determinar las escalas que más contribuyen a su varianza (que físicamente corresponde a un flujo, si una de las dos magnitudes es una velocidad, ver apartado siguiente) o covarianza, al integrarlo para todos los valores de longitud de onda (ecuaciones 3.8 y 3.9).

### 3.3. Aspectos estadísticos en la descripción de la capa límite

La descripción detallada y puntual de los campos meteorológicos en presencia de movimientos turbulentos es tan compleja que habitualmente en su estudio se emplean técnicas estadísticas (Lumley y Panofsky, 1964; Monin y Yaglom, 1971), de forma que se analizan a través de conceptos como flujos, varianzas o espectros. Los datos que provienen de observaciones suelen requerir de un tratamiento estadístico, por ejemplo para eliminar defectos de los aparatos de medida o de la observación, antes de emplearlos para su interpretación y su comparación contra los resultados de un modelo numérico. Desde la perspectiva de la modelización numérica, los aspectos estadísticos son también muy importantes: desde su empleo para simplificar las ecuaciones de evolución que el modelo emplea, hasta el significado real y la representatividad de las magnitudes que calcula. Aunque un modelo de alta resolución (LES) puede describir la estructura termodinámica y turbulenta de la capa límite con frecuencias de pocos segundos y con escalas espaciales de pocos metros, para dominios de varios kilómetros y duración de horas, precisiones imposibles de alcanzar desde el punto de vista observacional, los resultados numéricos directos no pueden tampoco interpretarse tal cual. Estos pueden estar condicionados por aspectos numéricos o por las aproximaciones empleadas, por lo que su análisis y su comparación frente a las observaciones debe ser planteado con cuidado. En este sentido, Stull (1985) distingue dos tipos de predecibilidad asociada a los resultados estadísticos de un modelo numérico: la predecibilidad de estructuras, y la predicción de patrones. Si un modelo pretende compararse con las observaciones tridimensionales, la predecibilidad de esas estructuras es fuertemente dependiente del tamaño de dichas estructuras: así, un remolino turbulento que cubre toda la capa límite será predicho hasta durante 15 minutos, pero

los remolinos más pequeños sólo durante unos pocos segundos, por muy precisa que fuera la inicialización del modelo. En cambio, si se pretende comparar frente a las observaciones promedios estadísticos de las magnitudes (como la TKE, o los flujos turbulentos) aun cuando la estructura instantánea no coincida con su equivalente real, la similitud en la predicción puede prolongarse durante mucho más tiempo, incluso días.

### 3.3.1. Promedios de Reynolds

Dados los valores en un cierto dominio del espacio y durante un periodo de tiempo, para una magnitud atmosférica genérica de características turbulentas  $\xi$ , el llamado *promediado de Reynolds* permite separar las contribuciones de las diferentes escalas en su valor total:

$$\xi = \bar{\xi} + \xi' \quad (3.2)$$

Esta ecuación expresa que cualquier variable  $\xi$  puede descomponerse en la suma de un valor medio ( $\bar{\xi}$ ) mediante un promedio espacial o temporal, asociable a un movimiento más regular y suavizado, más una fluctuación o perturbación ( $\xi'$ ), que de alguna forma representa los procesos turbulentos puros superpuestos a ese valor medio. Reynolds(1895) estableció algunas hipótesis o propiedades sobre este tipo de promedios:

$$\overline{\xi_1 + \xi_2} = \bar{\xi}_1 + \bar{\xi}_2 \quad (3.3)$$

$$a\bar{\xi} = \overline{a\xi} \quad (3.4)$$

$$\overline{\bar{\xi}} = \bar{\xi} \quad (3.5)$$

$$\overline{\xi'} = 0 \quad (3.6)$$

siendo  $a$  una constante. La última expresión (3.6) muestra el carácter aleatorio de las perturbaciones. Sin embargo, la propia teoría plantea que el promedio de dos perturbaciones no tiene por que ser necesariamente nulo:

$$\overline{\xi'_1 \xi'_2} \neq 0 \quad (3.7)$$

Este producto de perturbaciones corresponde matemáticamente la covarianza de ambas magnitudes, por lo que su producto informa del grado de correlación entre sus fluctuaciones turbulentas. En particular, si  $\xi_1 = \xi_2$  se tiene la varianza ( $\overline{\xi'^2}$ ) de la magnitud analizada. Desde el punto de vista físico, la covarianza entre una magnitud cualesquiera y una componente de la velocidad no es más que el flujo turbulento de la misma en la dirección de esa componente. Estos flujos no nulos son un elemento básico en la descripción de la turbulencia, como se plantea en el siguiente apartado. Desde el punto de vista del análisis espectral, si se integra a todo el dominio de frecuencias la densidad espectral de una variable genérica ( $\phi_{\xi\xi}(n)$ ), también se obtiene su varianza total:

$$\overline{\xi'^2} = \int_0^\infty \phi_{\xi\xi}(n) dn \quad (3.8)$$

de forma que integrando la densidad de energía espectral para las diferentes frecuencias  $n$ , se pueden obtener separadamente las contribuciones a la varianza de los diferentes tamaños. Análogamente, a partir de la covarianza de una componente de la velocidad con  $\xi$ , se puede obtener su flujo, y la contribución de cada escala a su valor global:

$$\overline{u'_i \xi'} = \int_0^\infty \phi_{u_i \xi}(n) dn \quad (3.9)$$

La elección del tipo y extensión de los promedios determina el significado estadístico del mismo, y de las fluctuaciones definidas a partir de la ecuación 3.2. Por tanto, su elección debe hacerse con sumo cuidado para interpretar correctamente los resultados. Así, por ejemplo, (Andreas, 1988) muestra que la duración de una medición para que el flujo, varianza u otra magnitud de interés que se pretende obtener sean estadísticamente significativos depende fuertemente de las escalas que más contribuyan a su valor, como las ecuaciones 3.8 y 3.9 plantean. En general, estos promedios pueden ser tanto espaciales como temporales, que en principio serán diferentes. Sin embargo, en muchas circunstancias, por cuestiones de simplicidad se plantea la hipótesis de *ergodicidad*, que supone la equivalencia entre ambos tipos de promediado. Esta condición se cumple (Stull, 1988) cuando la turbulencia es tanto homogénea como estacionaria (que estadísticamente no cambia con el tiempo). En condiciones estacionarias, se suele plantear también la hipótesis de la *turbulencia congelada de Taylor*, que plantea que entonces los remolinos turbulentos permanecen básicamente inalterados durante su movimiento neto, por lo que su promedio medido desde un punto fijo puede considerarse constante durante la observación.

### 3.3.2. Promedios en modelos numéricos. Valores resueltos y submalla

Al aplicar los conceptos de promedio y fluctuación a los resultados de un modelo numérico tridimensional de alta resolución LES, aparecen los conceptos de magnitud resuelta y magnitud submalla. Se define una magnitud *resuelta*  $\xi$  como aquella que el modelo calcula explícitamente en cada punto de la malla, mientras que la parte *submalla* corresponde a los valores que el modelo no puede resolver por ser de tamaño inferior a la resolución del modelo, y parametriza a través de su esquema submalla a todo el volumen de cada celdilla, por ejemplo un flujo turbulento ( $\overline{u'_i \xi'}$ ). Para comparar los resultados frente a otros modelos o frente a observaciones se suelen comparar los campos resueltos, pero promediados en cada plano horizontal:

$$\langle \xi \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i,j}^N \xi_{i,j,k} \Rightarrow \langle \xi \rangle = \langle \xi \rangle (z) \quad (3.10)$$

siendo  $(i, j)$  todos los puntos de un plano horizontal, y  $N$  el número total de puntos en ese plano.  $\langle \rangle$  denota ese promedio horizontal, que por tanto es sólo función de  $z$  (índice  $k$ ). De esta forma, las comparaciones son estadísticamente mucho más representativas. A partir de este operador se definen diferentes magnitudes *resueltas*, como por ejemplo, los flujos

turbulentos resueltos:

$$\langle \overline{w'\xi'} \rangle_{res} = \frac{1}{N} \sum_{i,j}^N (\langle w \rangle - w_{i,j,k}) (\langle \xi \rangle - \xi_{i,j,k}) \quad (3.11)$$

El flujo turbulento resuelto así obtenido será representativo de la turbulencia asociada a los tamaños que van desde el dominio del modelo hasta los valores de su resolución espacial, frente al flujo submalla  $\overline{w'\xi'}$  que calcula el esquema SGS que el modelo emplea. Con mucha frecuencia se elimina la notación  $\langle \rangle$  para el promedio horizontal, de forma que el campo vertical se suele representar directamente por  $\xi(z)$ , sin el símbolo de promedio.

**Diagnósticos condicionados** Otro aspecto estadístico que se desarrollará en los capítulos de resultados LES (capítulos 4, 5, 6), son los diagnósticos condicionados, en los que se promedian los valores en cada plano horizontal  $(i, j)$ , pero sólo a subáreas del mismo, en función de algún criterio, como por ejemplo aquellos puntos de velocidad ascendente ( $a_{i,j}^\uparrow$ ) o descendente ( $a_{i,j}^\downarrow$ ):

$$a_{i,j}^\uparrow = \begin{cases} 1 & \text{si } w_{i,j} > 0 \\ 0 & \text{si } w_{i,j} \leq 0 \end{cases} \quad (3.12)$$

$$a_{i,j}^\downarrow = \begin{cases} 0 & \text{si } w_{i,j} \geq 0 \\ 1 & \text{si } w_{i,j} < 0 \end{cases} \quad (3.13)$$

de forma que si sólo se promedia a esa fracción de puntos seleccionados, se obtiene su promedio horizontal asociado:

$$\langle \xi^\uparrow \rangle = \frac{\langle \xi_{i,j} a_{i,j}^\uparrow \rangle N}{\langle a^\uparrow \rangle N} = \frac{\langle \xi_{i,j} a_{i,j}^\uparrow \rangle}{\langle a^\uparrow \rangle} \quad (3.14)$$

$$\langle \xi^\downarrow \rangle = \frac{\langle \xi_{i,j} a_{i,j}^\downarrow \rangle N}{\langle a^\downarrow \rangle N} = \frac{\langle \xi_{i,j} a_{i,j}^\downarrow \rangle}{\langle a^\downarrow \rangle} \quad (3.15)$$

obteniendo entonces la magnitud  $\xi$  (temperatura, humedad, agua de nube, etc ..) sólo en zonas de ascensos ( $\langle \xi^\uparrow \rangle$ ) o descensos ( $\langle \xi^\downarrow \rangle$ ). El proceso de promediado horizontal sólo no es suficiente obtener resultados estadísticamente representativos, por lo que además se suelen realizar promedios temporales de esos perfiles promediados horizontalmente, y cuya duración depende de las condiciones de cada simulación. En Duynkerke *et al.* (1999); Chlond y Wolkau (2000); Stevens *et al.* (2001); Siebesma *et al.* (2002) se analizan el periodo de tiempo necesario para cada uno de los casos de estudio LES de este trabajo.

### 3.4. Ecuaciones de evolución de una capa límite nubosa

Las ecuaciones básicas que rigen el comportamiento y la evolución en el tiempo de la capa límite planetaria son cinco: la ecuación de estado de los gases y las de conservación del

momento, calor, humedad y masa.

Suponiendo el aire atmosférico como un gas ideal, se tiene

$$p = \rho R_d T_v \quad (3.16)$$

siendo  $p$  la presión atmosférica,  $R_d$  la constante de aire seco (constante de los gases dividida por el peso molecular medio del aire seco), y  $T_v$  la temperatura virtual, que incluye los efectos de la humedad.

La ecuación de continuidad, o de conservación de la masa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \quad (3.17)$$

siendo  $\rho$  la densidad del aire, y  $u_j$  las componentes del viento.

Las ecuaciones de conservación instantáneas de viento, humedad y calor son:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3} g - 2\varepsilon_{ijk} \Omega_j u_k + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho c_p} \left( \frac{\partial Q_j^*}{\partial x_j^2} \right) - \frac{L E}{\rho c_p} + \nu_\theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial r_t}{\partial t} + u_j \frac{\partial r_t}{\partial x_j} = \frac{S_r}{\rho} + \nu_r \frac{\partial^2 r_t}{\partial x_j^2} \quad (3.20)$$

La ecuación (3.18) es la ecuación de movimiento o de Navier-Stokes, donde  $u_i$  son las tres componentes de la velocidad del viento ( $i=1,2,3$ ),  $g$  es la constante gravitatoria,  $\Omega_j$  es la velocidad de rotación de la tierra (por lo que ese término representa el efecto de Coriolis),  $p$  es la presión y  $\rho$  la densidad, y  $\nu$  la viscosidad molecular. El primer principio de la termodinámica está representado en la ecuación (3.19), donde  $\theta$  es la temperatura potencial, el término que contiene  $L E$  representa los cambios de fase, mediante el calor latente  $L$  que se puede liberar,  $Q^*$  denota otro tipo de procesos de generación o sumideros de calor que pudieran existir (por ejemplo, los radiativos). La tercera ecuación (3.20) es la conservación de la humedad total, representada por la humedad total ( $r_t$ ), donde  $S_r$  representa las posibles fuentes o sumideros de humedad no incluidos en otros términos. En ausencia de lluvia, hielo, u otras especies más que el vapor y el agua líquida, esa magnitud se puede dividir en:

$$r_t = r_v + r_c \quad (3.21)$$

donde  $r_v$  es la razón de mezcla y  $r_c$  la cantidad de agua líquida (frecuentemente también denotada  $q_l$ ), por lo que la ecuación 3.20 se divide en dos:

$$\frac{\partial r_v}{\partial t} + u_j \frac{\partial r_v}{\partial x_j} = \frac{S_{r_v}}{\rho} + \frac{E}{\rho} + \nu_{r_v} \frac{\partial^2 r_v}{\partial x_j^2} \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial r_c}{\partial t} + u_j \frac{\partial r_c}{\partial x_j} = \frac{S_{r_c}}{\rho} - \frac{E}{\rho} \quad (3.23)$$

donde las posibles fuentes de humedad total se han separado en las de cada especie ( $S_r = S_{r_v} + S_{r_c}$ ).  $E$  representa, como en la ecuación de conservación de la energía, la masa de vapor

o agua presente en el cambio de fase, y se ha supuesto que la difusión molecular tiene un efecto despreciable sobre las magnitudes líquidas respecto del vapor de agua (Stull, 1988), por lo que ese último término sólo aparece en la ecuación del vapor.

### 3.4.1. Aproximaciones y simplificaciones

Una de las hipótesis más sencillas para simplificar las ecuaciones es la de incompresibilidad (densidad constante en movimientos lagrangianos, aunque por análisis de escala en condiciones típicas en la capa límite (Stull, 1988) se llega a una aproximación similar), de donde entonces la ecuación de continuidad 3.17 se reduce a:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.24)$$

De hecho, en las expresiones anteriores, se ha empleado la hipótesis de incompresibilidad, y que coeficientes de viscosidad ( $\nu, \nu_\theta, \nu_r$ ) constantes, pues se han empleado para aproximar las tensiones de Reynolds ( $\tau_{ij}$ ) de forma que

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \approx \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (3.25)$$

Pero estas ecuaciones instantáneas son difíciles de aplicar en la práctica, por la imposibilidad real de medir valores estrictamente instantáneos, e incluso su difícil explicación conceptual. Resulta muy importante entonces considerar las ecuaciones promediadas, mediante las hipótesis de Reynolds (apartado 3.3). Además, se suele emplear la denominada *aproximación de Boussinesq*, que considera las siguientes hipótesis, además de las ya realizadas de incompresibilidad y viscosidad molecular constantes (Garratt, 1992):

- las fluctuaciones de cualquier propiedad del fluido son mucho menores que los valores medios o de referencia:  $p'/\bar{p} \ll 1, \theta'/\bar{\theta} \ll 1, \rho'/\bar{\rho} \ll 1$ , y las fluctuaciones de presión mucho menores que las de densidad o temperatura.
- Las fluctuaciones de densidad sólo son significativas cuando se las multiplica por  $g$ , es decir, que los cambios de densidad sólo se consideran cuando afectan directamente a la flotabilidad.

Para que esta hipótesis sea válida, debe cumplirse la denominada condición de *convección somera o poco profunda*, es decir, que la escala vertical de los movimientos sea pequeña comparada con la profundidad efectiva de la atmósfera (los primeros 8 km, en los que se puede considerar constante su densidad), lo cual, para las ecuaciones que estudien sólo la capa límite, es todavía mejor aproximación. Esta aproximación se traduce en la práctica en que al promediar las ecuaciones anteriores se desprecien las fluctuaciones de densidad excepto cuando aparecen en combinación con la gravedad, o, dicho de otra forma, “los cambios de densidad



como resultado de cambios de temperatura sólo son importantes si afectan directamente a la flotabilidad” (Garratt, 1992).

Partiendo de las ecuaciones instantáneas del aparatado anterior, desarrollando cada magnitud mediante 3.2, promediándolas a continuación teniendo en cuenta las hipótesis de Reynolds, se obtienen las siguientes ecuaciones de evolución de las magnitudes medias (Stull, 1988):

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3} g - 2\varepsilon_{ij3} f_c \bar{u}_k + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial(\bar{u}'_j \bar{u}'_i)}{\partial x_j} \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\bar{\rho} c_p} \left( \frac{\partial \bar{Q}_j^*}{\partial x_j^2} \right) - \frac{L E}{\bar{\rho} c_p} + \nu_\theta \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_j^2} - \frac{\partial(\bar{u}'_j \bar{\theta}')}{\partial x_j} \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial \bar{r}_v}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{r}_v}{\partial x_j} = \frac{S_r}{\bar{\rho}} + \frac{E}{\bar{\rho}} + \nu_r \frac{\partial^2 \bar{r}_v}{\partial x_j^2} - \frac{\partial(\bar{u}'_j \bar{r}'_v)}{\partial x_j} \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial \bar{r}_c}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{r}_c}{\partial x_j} = \frac{S_{rc}}{\bar{\rho}} - \frac{E}{\bar{\rho}} - \frac{\partial(\bar{u}'_j \bar{r}'_c)}{\partial x_j} \quad (3.29)$$

y también en las otras dos ecuaciones del sistema:

$$\bar{p} = \bar{\rho} R_d \bar{T}_v \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.31)$$

Los términos finales comunes a las tres primeras ecuaciones, las de evolución de las magnitudes medias, tienen un aspecto muy similar:

$$-\frac{\partial(\bar{u}'_j \bar{\xi}')}{\partial x_j} \quad (3.32)$$

Ese producto de perturbaciones promediado no tiene por qué ser estadísticamente nulo, como ya se comentó en el apartado anterior, y al tratarse del producto de una fluctuación de una componente de la velocidad con el de otra magnitud  $\xi$ , se puede hablar del flujo turbulento de  $\xi$  en la dirección dada por esa componente de la velocidad. Estos términos aparecen directamente en el proceso de promediado, sin haber realizado ninguna aproximación. Si esos términos no existieran, las ecuaciones promediadas serían análogas a las ecuaciones instantáneas, por lo que muestran entonces de alguna manera que “la turbulencia debe ser considerada al predecir la evolución de la capa límite turbulenta, incluso si estamos prediciendo sólo cantidades medias” (Stull, 1988). Pero entonces, conocidas las fuentes y sumideros de las diversas magnitudes, esas ecuaciones no pueden todavía resolverse, puesto que esos flujos turbulentos son desconocidos, y habrá que parametrizarlos o calcularlos de alguna manera. Es el denominado problema del cierre. Un modelo numérico que quiera resolver esas ecuaciones deberá aproximar esos términos de alguna manera en cada punto de su rejilla donde quiera resolver las ecuaciones, mediante algún tipo de esquema submallado.

Con mucha frecuencia se realizan otras aproximaciones sobre estas ecuaciones, como la hipótesis de homogeneidad horizontal, que sirve para despreciar los flujos horizontales frente

a los verticales; que los términos de viscosidad son mucho más pequeños que los de los flujos turbulentos, a partir de consideraciones de escala ; y la condición de hidrostática, que desprecia las posibles aceleraciones verticales frente a las horizontales, simplificando la ecuación de movimiento para la tercera componente  $u_3 \equiv w$ . No obstante, estas aproximaciones son dependientes de las escalas en las que se quiera aplicar, y así por ejemplo, la condición de hidrostática no se cumple para simulaciones de alta resolución (10-100 m), como sucede en los estudios LES que se van a llevar a cabo en este trabajo.

### 3.4.2. El problema del cierre

Al intentar resolver las ecuaciones anteriores para obtener la evolución de las magnitudes promedio en el interior de la capa límite, una vez conocidas las posibles fuentes y sumideros de dichas magnitudes ( $S_\zeta$ ), los flujos turbulentos son también incógnitas de esas ecuaciones, como ya se ha planteado en el apartado anterior. Existen por tanto más incógnitas que ecuaciones, y el sistema no está cerrado. Este problema se puede abordar de dos maneras:

- Expresar los flujos en función de las magnitudes medias, con que el sistema quedaría cerrado.
- Calcular las ecuaciones de evolución de los flujos turbulentos, añadiendo nuevas ecuaciones de evolución al sistema.

El problema de esta segunda opción es que esas ecuaciones de evolución contienen términos con productos triples de las perturbaciones, por lo que de nuevo se tendría un sistema de ecuaciones no cerrado. Por tanto, algún orden de productos de perturbaciones deberá ser expresado o parametrizado en función de magnitudes de orden anterior, para así poder cerrar el sistema de ecuaciones. Las diversas hipótesis empleadas para justificar y desarrollar los diferentes tipos de cierres constituyen un campo muy activo de investigación, y da lugar a las principales diferencias entre los modelos que estudian la capa límite. Una parametrización es, por definición, una aproximación a la realidad, en la que o por su complejidad o por un conocimiento no completo de su física, se realiza una simplificación de esos procesos, esperando que, aunque imperfecta, al menos sea aceptablemente representativa de los mismos.

Una característica muy importante de las parametrizaciones que cierran las ecuaciones es su condición de local o no local. Es decir, que se expresen en cada punto en función de valores de las magnitudes de orden inferior en ese mismo punto, o que lo hagan en función de valores de una zona más extensa. Estas diferentes aproximaciones tienen una clara componente física: por ejemplo, en condiciones convectivas típicas, un cierre local no será una aproximación correcta, pues la convección mezcla toda la capa límite, y la parametrización debería considerar valores de las magnitudes en toda la capa, y no sólo las de cada punto.

### Cierres de orden uno

La aproximación más sencilla para cerrar el sistema de ecuaciones de evolución consiste en suponer los flujos proporcionales al gradiente de su valor medio. Para una magnitud  $\xi$ , y considerando la dirección vertical, se tiene la siguiente expresión:

$$\overline{w'\xi'} = -K_\xi \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial z} \quad (3.33)$$

Esta aproximación describe la parametrización del transporte turbulento ( $\overline{w'\xi'}$ ) que mezcla la magnitud  $\xi$  mediante la proporcionalidad entre el flujo y su gradiente en su misma dirección. El signo negativo expresa que la mezcla se produce de zonas de mayor a menor valor de  $\xi$ . El coeficiente de proporcionalidad  $K_\xi$ , se denomina *difusividad turbulenta*, *viscosidad turbulenta*, *coeficiente de transferencia turbulenta* o *coeficiente de intercambio turbulento*. La expresión (3.33) es análoga (cuando  $\xi$  es una componente de la velocidad) a la empleada para aproximar las tensiones turbulentas a los gradientes de velocidad (3.25), siendo allí las constantes de proporcionalidad los coeficientes viscosos ( $\nu$ ). Sin embargo, el valor de  $K$  es típicamente varios órdenes de magnitud superior, por lo que este análisis de escala sirve para despreciar los términos viscosos frente a los turbulentos, al menos sus componentes verticales. Las unidades de  $K$  son  $[K] = \text{m s}^{-1} \cdot \text{m}$ , es decir, una expresión del tipo velocidad  $\times$  longitud. Se puede suponer entonces que existen una velocidad y una longitud que caracterizan las escalas involucradas en la física de la capa límite que la expresión 3.33 está intentando representar. Este coeficiente  $K_\xi$  depende entonces de las condiciones atmosféricas concretas, pero también de la magnitud  $\xi$  cuyo flujo se esté intentando aproximar. En principio, no tienen por qué coincidir ( $K_\theta \neq K_{r_v} \neq K_u$ ), pues los mecanismos y eficiencia de mezcla respecto a su gradiente pueden ser diferentes. No obstante, parece razonable pensar que existe alguna proporcionalidad entre ellas, y por simplicidad, en muchos estudios se considera su equivalencia. La expresión (3.33) corresponde a un cierre local, pues esos gradientes se calculan en el mismo punto en el que se quiere obtener el flujo. Esta característica constituye una de las mayores limitaciones de esta teoría, pues por ejemplo, en situaciones convectivas “hay grandes remolinos asociados al ascenso de aire cálido que transportan calor de zonas calientes a frías, sin importar el valor del gradiente local del ambiente de fondo” (Stull, 1988). Además, en una capa bien mezclada, los gradientes pueden ser localmente muy pequeños, por lo que incluso esa proporcionalidad es cuestionable, sucediendo por ejemplo que el flujo turbulento tenga el mismo signo que el gradiente de dicha magnitud. La expresión contragradiante de Deardorff (1972) intenta incluir este fenómeno sin que la teoría  $K$  quede invalidada completamente:

$$\overline{w'\xi'} = -K \left( \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial z} - \gamma_\xi \right) \quad (3.34)$$

donde  $\gamma_\xi$  es un término adicional para evitar la singularidad del gradiente nulo y tener en cuenta la posibilidad de que exista flujo incluso cuando no exista gradiente. Las teorías de mezcla turbulenta no local parecen más adecuadas para describir situaciones como ésta, aunque debido a su difícil manejo en los modelos numéricos, su uso no es muy extendido. No

obstante, la no localidad puede también ser considerada de alguna forma dentro de las teorías  $K$ , a través del cálculo de la longitud y velocidad características de forma que incluyan este concepto. En el apartado 3.5.4 se describe detalladamente la parametrización de la mezcla turbulenta a través de una longitud de mezcla, aplicable a esta teoría  $K$  del cierre de primer orden.

### Cierres de orden 1.5

El siguiente nivel para el cierre de las ecuaciones consiste en plantear las ecuaciones de evolución de todos los productos de perturbaciones que aparecen en los últimos términos de las ecuaciones del apartado anterior. Existe sin embargo una opción intermedia, un compromiso entre las teorías de primer orden y los cierres de segundo orden: añadir a las ecuaciones (3.26), (3.27), (3.28) y (3.29) sólo una ecuación de evolución más, la de la *energía cinética turbulenta* (TKE<sup>11</sup>,  $\bar{e}$ ). La TKE se define como

$$\bar{e} \equiv \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.35)$$

es decir, es el producto de las varianzas de las tres componentes de la velocidad. Se trata pues de una energía cinética por unidad de masa, aunque no con las velocidades, sino sus perturbaciones o fluctuaciones. La TKE tiene una interpretación intuitiva sencilla: para cualquier velocidad media dada, cuanto mayores sean las fluctuaciones de los valores instantáneos en torno a ella (reflejo de una mayor actividad turbulenta), el valor de  $\bar{e}$  será más alto, cuantificando entonces de alguna forma la intensidad de la turbulencia. A partir de la ecuación de evolución de cada varianza  $\overline{u_i'^2}$  (obtenida al promediar la ecuación de movimiento, tras aplicarle la descomposición de Reynolds, multiplicarla por las perturbaciones  $u_i'$  y posteriormente promediarlas, (Stull, 1988)), se llega a la ecuación de evolución de la TKE:

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j}}_I = \underbrace{\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_{II} + \underbrace{\delta_{i3} \frac{g}{\theta_v} \overline{u_i' \theta_v'}}_{III} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u_j' e}}{\partial x_j}}_{IV} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u_j' p'}}{\partial x_j}}_V + \underbrace{\epsilon}_{VI} \quad (3.36)$$

Esta ecuación es muy interesante, pues los términos de la derecha tienen una interpretación física muy clara, ya que expresan las fuentes, sumideros y procesos de transporte que modifican con el tiempo la intensidad de la turbulencia (la TKE):

- I) Variación temporal de TKE (con su parte local más su parte advectiva).
- II) Término de *cizalla*. Representa la generación de energía cinética turbulenta asociada a las diferencias de velocidad entre las capas, o entre un punto y otro, por lo que es siempre un término de generación de energía.
- III) Término de *flotabilidad*. Representa la generación o destrucción de TKE debido a las diferencias de temperatura. Será generador de energía turbulenta en situaciones de inestabilidad térmica, pero en casos de estabilidad la destruye.

---

<sup>11</sup>TKE: Turbulent Kinetic Energy

- IV) Transporte directo o redistribución de TKE, de forma que integrada a toda la capa es nula.
- V) Transporte de TKE a través de las perturbaciones de presión.
- VI) Disipación. Bajo la letra  $\epsilon$  se expresa la fórmula más compleja:

$$\epsilon = -\nu u_i \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2} \approx \nu \frac{\partial u_i'^2}{\partial x_j} \quad (3.37)$$

Este término representa la disipación de TKE en las escalas donde la viscosidad es importante, es decir, en escalas muy pequeñas. Esta expresión es por tanto compleja, por lo que para cerrar la ecuación de evolución de la TKE, deberá ser parametrizada. Suponiendo que la resolución del modelo se encuentra dentro del subrango inercial, la teoría de Kolmogorov (1942) permite expresarla en función de la propia TKE y una longitud asociada a los remolinos más grandes (Cuxart, 1997).

Añadir una única ecuación de evolución más al cierre de primer orden incorpora mucha información de los procesos físicos fundamentales de generación, transporte y destrucción de turbulencia. Esta ecuación (3.36) muestra también la compleja interacción de escalas implicadas en los procesos turbulentos: el término de flotabilidad representa típicamente la generación de turbulencia por un remolino que ocupa toda la capa límite (tamaños de  $1 \text{ km} = 10^3 \text{ m}$ ), mientras que la disipación de energía se produce en escalas milimétricas ( $10^{-3} \text{ m}$ ). Por tanto, cada término no sólo expresa procesos diferentes, sino que lo hace en escalas también diferentes. Esta transferencia de energía entre escalas corresponde a la cascada de energía descrita en el apartado 3.2.1 al analizar la descripción espectral de la capa límite.

Sin llegar a resolver el sistema completo de segundo orden, existen otros cierres un poco más complejos que éste, por ejemplo el denominado cierre  $E-\epsilon$ , donde se añade una segunda ecuación de evolución para el término de disipación de la ecuación de evolución de la TKE, o también a veces para la longitud de mezcla característica que aparece en la parametrización de la teoría  $K$ .

### Cierres de orden superior

Parece lógico pensar que si las ecuaciones de evolución de las magnitudes medias obtienen resultados aceptables al aproximar los flujos turbulentos, para obtener una evolución correcta de esos flujos turbulentos o perturbaciones de segundo orden, bastaría con parametrizar los productos triples de perturbaciones de manera análoga al cierre de orden anterior. En general, estos cierres de orden superior se basan en relaciones de proporcionalidad con gradientes de orden inferior y longitudes características como coeficientes de proporcionalidad, aunque su obtención y justificación a partir de argumentos físicos resulta mucho más compleja. En general, las parametrizaciones de cualquier orden se considera que debe cumplir algunas reglas intuitivas y físicamente razonables (Donaldson, 1973):

- Deben ser dimensionalmente iguales al término desconocido a parametrizar.
- Deben tener las mismas propiedades tensoriales, en el sentido de que las transformaciones de coordenadas mantenga invariantes las expresiones aproximadas.
- Debe tener también las mismas simetrías.
- Debe ser invariante bajo traslaciones de coordenadas.
- Debe cumplir las mismas ecuaciones de balance y limitaciones que las magnitudes a parametrizar.

Este tipo de cierres de orden superior han sido desarrollados desde los años 70 para estudiar diferentes situaciones en la capa límite atmosférica, también de forma correlativa con el aumento de la capacidad de cálculo de las computadoras, pero su estudio y descripción detallada quedan fuera de los objetivos de este trabajo.

### 3.4.3. Aspectos específicos de una capa límite nubosa

En presencia de procesos de cambio de fase, respecto al caso seco la ecuación de evolución de humedad y de agua de nube pasan a ser fundamentales en la descripción física de la capa límite. La humedad deja de ser aproximadamente un escalar pasivo (incluso no tenido en cuenta para estudiar la dinámica de la capa límite), y la descripción del transporte del agua de nube pasa a jugar un papel muy importante para la física global de toda la capa límite, y en concreto, para determinar la localización de fuentes y sumideros de energía. Las fuentes de humedad no sólo provienen desde el suelo, sino que los procesos de condensación y evaporación en el interior de las nubes son claves para calcular los términos  $(S_{r_v}, S_{r_c})$  de sus ecuaciones de evolución. En la ecuación de la termodinámica (3.27) el término de condensación  $(L E)$  en las zonas donde se encuentren las nubes (de posición variable) es ahora muy relevante, además del suministro de calor desde el suelo.

Desde un punto de vista más general, el uso de las variables conservativas  $\theta_l$  y  $r_t$  para estudiar la capa límite nubosa simplifica el estudio de los procesos y las ecuaciones que lo describen. El análisis de su evolución temporal, su estructura espacial y sus flujos turbulentos presenta un gran interés para obtener de forma sencilla las principales características de una capa límite nubosa. El empleo de estas magnitudes permite además que las ecuaciones de evolución se reduzcan a las estudiadas en el caso seco cuando  $r_c=0$ .

### 3.5. Parametrizaciones importantes en procesos nubosos

El desarrollo de las diferentes parametrizaciones físicas a lo largo del tiempo ha ido en paralelo con la mejora de la información proveniente de las diferentes campañas de observación, que sirven para corroborar o descartar las conclusiones obtenidas por dicha parametrización, y también por el aumento de la capacidad de cálculo de los ordenadores, que, al aumentar la resolución de los modelos, ha permitido que los modelos consideren de forma resuelta procesos cada vez de menor escala. Se describen a continuación las parametrizaciones más analizadas y de mayor importancia en el estudio de una capa límite nubosa:

#### 3.5.1. Procesos radiativos

**Radiación de onda larga** En el apartado 2.6.3 se describió la fuerte dependencia de la divergencia radiativa infrarroja respecto de la cantidad de agua mostrada por las observaciones (Brost *et al.*, 1982). Debido a la superficie irregular de la interfase superior de la capa nubosa de estratocúmulos, resulta complejo parametrizar este proceso que se sabe es básico en la dinámica de la capa nubosa. Los modelos de capa bien mezclada, por ejemplo, no pueden representar esta transición tan brusca, pues consideran toda la columna bien mezclada. Lilly (1968) propuso entonces situar la zona de enfriamiento radiativo por encima de los límites de la región de convección turbulenta. Deardorff (1976) rebatió esta hipótesis, al plantear que la turbulencia y la zona de enfriamiento radiativo deberían interaccionar entre sí, con lo que ambas zonas deberían acabar por mezclarse. Kahn y Businger (1979) la situaron parcialmente dentro de la zona turbulenta y parcialmente dentro de la zona de la inversión. A través de una simulación LES, Deardorff (1980b) mostró la sensibilidad de los resultados a la localización relativa de ambos procesos, y Deardorff (1981) estudió la dependencia de la fracción de la zona de divergencia radiativa y de inversión en la cima de la capa límite, obteniendo un valor de esa fracción más cercano a 1 cuanto más extensa fuera la capa nubosa. Por tanto, los modelos de alta resolución (LES) que estudian la capa límite cubierta por estratocúmulos deben escoger una resolución vertical en torno al tamaño de 20-25 m (Moeng, 1986), para poder resolver la zona de enfriamiento radiativo en un único nivel al menos. Una parametrización de este flujo radiativo muy sencilla (que se empleará en el caso de estudio del capítulo 4), prescribe la divergencia del flujo radiativo de onda larga como una función exponencial de la cantidad de agua líquida integrada verticalmente, obtenida a partir de las consideraciones de los análisis observacionales de Stephens (1978).

**Radiación de onda corta** Más compleja que radiación de onda larga, pues aunque depende también de la cantidad de agua líquida, es función directa del ángulo de incidencia del sol (ángulo cenital), es decir, de la hora del día. Al igual que la radiación de onda larga, existen complejos esquemas que describen detalladamente los procesos de absorción, reflexión y transmisión de los flujos radiativos según los diferentes gases que existen en la atmósfera

y las bandas de longitud de onda en las que son activos. No obstante, para estudios de alta resolución de corta duración en el tiempo, y donde se pretende analizar la influencia de las nubes en la dinámica turbulenta de la capa límite, se puede simplificar el proceso, suponiendo simplemente una dependencia global de la cantidad de agua, similar a la parametrización comentada para la onda larga. Difierirá de ella en que, como se describió en el apartado 2.6.3, la divergencia radiativa penetra en la capa nubosa hasta una profundidad mucho mayor que en la capa nubosa, por lo que la expresión deberá incluir esa diferente proporcionalidad. Pero también habrá que añadir la dependencia del ángulo cenital, de forma que se obtenga un flujo radiativo que varíe con la hora del día, como se propuso de Shettle y Weinman (1970).

### 3.5.2. Entrainment

**Estratocúmulos** La parámetro más usual para cuantificar este fenómeno es el denominado *ritmo o velocidad de entrainment* ( $w_e$ ), definido como el ritmo temporal (por unidad de volumen) al que el aire caliente por encima de la nube es mezclado por entrainment con ésta. En condiciones en las que existe una velocidad de gran escala de tipo subsidente, ( $w_{subs}$ ), se puede calcular de forma sencilla esta velocidad de entrainment, conociendo también la variación de la altura promedio de la capa límite ( $h$ ) teniendo entonces (Duynkerke, 1998):

$$\frac{dh}{dt} = w_{subs} + w_e \quad (3.38)$$

De donde despejando  $w_e$  se puede conseguir su valor de forma sencilla, conocidos los otros dos términos.

Lilly (1968), en su estudio de la capa límite de estratocúmulos mediante un modelo de capa de mezcla, asocia el flujo turbulento en la cima del modelo con el salto en la zona de la inversión de cualquier variable conservativa  $\bar{\chi}$  ( $\bar{r}_{np}$  o  $\bar{\theta}_e$ ) a través de  $w_e$ :

$$(\overline{w'\chi'})_{top} = -w_e \Delta \bar{\chi} \quad (3.39)$$

donde por tanto  $w_e$  cuantifica el impacto que la diferencia de valores a un lado y otro de la interfase genera por la mezcla a pequeña escala (el entrainment) sobre la turbulencia dentro de la nube. En una capa límite convectiva seca se ha encontrado una expresión que relaciona el valor del flujo turbulento de temperatura en la cima de la capa y en superficie, de forma que

$$(\overline{w'\theta'_v})_h = -A(\overline{w'\theta'_v})_s \quad (3.40)$$

es decir, que el flujo en la cima es una fracción ( $A \simeq 0.2$ , Stull (1976)) del valor en superficie, de forma que el proceso de entrainment queda relacionado directamente con el principal suministrador de energía para generar turbulencia en una capa límite seca (los flujos de calor en superficie).

En cambio, en una capa límite de estratocúmulos, los procesos generadores de flotabilidad no sólo tienen lugar en el suelo. Por analogía con la expresión anterior, se propuso cuantificar



el flujo en la cima de la capa nubosa a partir de la flotabilidad integrada a toda la capa (Deardorff, 1976). Nicholls y Turton (1986) muestran esa dependencia global mediante la siguiente expresión:

$$\frac{w_e}{w_*} = \frac{A}{R_{i*}} \quad (3.41)$$

donde

$$w_* = c_1 \int_0^h \frac{g}{\theta_0} \overline{w'\theta'_v} dz \quad (3.42)$$

$$R_{i*} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\Delta\theta_v h}{w_*^2} \quad (3.43)$$

$w_*$  es una velocidad convectiva de escala, y  $R_{i*}$  es el número de Richardson<sup>12</sup> convectivo o del flujo, promediado a toda la capa (Garratt, 1992), que incluye el salto de  $\theta_v$  en la inversión. La ecuación anterior expresa por tanto la dependencia de  $w_e$  respecto a la flotabilidad integrada a toda la capa, y del salto de temperatura. Existen múltiples propuestas para incluir los efectos netos de la flotabilidad neta en presencia de nubes en la parametrización de la velocidad de entrainment. Randall (1984) resume tres formas de calcular el posible efecto neto de la flotabilidad a partir de diferentes particiones de la flotabilidad en contribuciones de producción y de destrucción, conocidas como euleriana, por procesos y lagrangiana. Aunque no existe un consenso claro sobre cual de ellas es mejor aproximación, los últimos estudios (VanZanten *et al.*, 1999; Lock y MacVean, 1999) parecen indicar que la mejor aproximación sería la propuesta por Stage y Businger (1981), la denominada partición por procesos, donde se supone que cada uno de ellos contribuye de forma integrada, o bien a la generación o bien a la destrucción de TKE.

Otros procesos que tienen lugar en esa zona de interfase podrían ser tenidos también en cuenta en esta parametrización, y así por ejemplo, Stull (1988) propone relacionar entrainment con el salto del flujo radiativo y de temperatura en la zona de la inversión.

**Cúmulos** Cuando se analiza una capa límite con cúmulos, la parametrización del entrainment es sustancialmente diferente a la de estratocúmulos. Por ejemplo, Lin y Arakawa (1997a), observan que esta parametrización debe intentar formular el efecto colectivo de las nubes cúmulo sin poder predecir nubes individuales. También debe dar cuenta de los procesos de entrainment y detrainment lateral del cúmulo en crecimiento, así como del entrainment en su cima. La forma de definir el ritmo de entrainment es aquí ligeramente diferente, al tener que considerar una fracción menor de 1 cubierta por nubes. Se define entonces el denominado *ritmo de entrainment fraccional*  $\epsilon$  (Arakawa y Schubert, 1974). Según Gregory (2001), las diferentes campañas experimentales y mediciones de laboratorio, junto con los resultados

<sup>12</sup>El número de Richardson se define de forma genérica (Stull, 1988) como el cociente entre los términos de flotabilidad (III) y cizalla (IV) de la ecuación de evolución de la TKE (3.36). A partir de esa definición, existen diversas expresiones de cálculo de esta magnitud según se aproximen esos términos, como la aquí mostrada. El número de Richardson relaciona los dos factores generadores de turbulencia, y sirve por tanto para cuantificar las condiciones de estabilidad del flujo turbulento.

obtenidos a partir de los LES, muestran una gran variedad de valores para esta magnitud, tanto verticalmente en cada nube, como entre los cúmulos de poco desarrollo (los estudiados en este trabajo) y los generados en la convección profunda. Siebesma y Cuijpers (1995) sugieren que este ritmo de entrainment puede variar entre  $1$  y  $3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ . Al expresar el gradiente vertical de una magnitud termodinámica  $\xi$  (típicamente  $\theta_l$  o  $q_t$ ) dentro de la nube, el entrainment fraccional  $\epsilon$  permite cuantificar su relación con las diferencias de valores de  $\xi$  dentro de la nube  $n$  y el valor del entorno ambiental  $e$  de la siguiente manera:

$$\frac{\partial \xi_n}{\partial z} = -\epsilon(\xi_n - \xi_e) \quad (3.44)$$

Existe múltiples propuestas para describir el ritmo de entrainment fraccional, en función de los principales factores que controlan la dinámica interna de los cúmulos. Pruppacher y Klett (1997) plantean la siguiente expresión:

$$\epsilon = \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} = \frac{1}{l} \quad (3.45)$$

donde  $m$  es la masa de una parcela saturada dentro de la nube, y  $l$  una longitud característica de los procesos de mezcla en su interior.

O también

$$\epsilon = \frac{1}{w_c \tau} \quad (3.46)$$

siendo  $w_c$  la velocidad típica de ascenso de las corrientes dentro de la nube y  $\tau$  un tiempo característico de vida asociado a su disolución por entrainment (Siebesma, 1998). Suponiendo este tiempo  $\tau$  equivalente al tiempo de característico de un remolino que recorre toda la profundidad de la nube ( $h_c$ ), se puede considerar que  $w_c \tau = h_c$ , y por tanto:

$$\epsilon \propto \frac{1}{h_c} \quad (3.47)$$

Otras expresiones de  $\epsilon$  (Blyth, 1993) lo suponen inversamente proporcional al radio de las plumas ascendentes y proporcional a una constante de laboratorio  $\alpha$  mediante  $\epsilon = \frac{2\alpha}{R}$ .

En general, el concepto de entrainment fraccional en cúmulos aparece ligado a los denominados *esquemas de flujo de masa*, que intentan parametrizar los procesos de mezcla en el interior de las nubes cúmulo a través del transporte neto de estas nubes, y de su intercambio con el ambiente circundante, determinado en buena medida por esta magnitud. En el apartado 3.5.4 se describen estos esquemas un poco más detalladamente.

### 3.5.3. Flujos en superficie

Los intercambios de masa, calor y cantidad de movimiento entre la superficie y la atmósfera son en general muy complejos de calcular, pues en esta interfase existen muchos procesos que intervienen simultáneamente. Los flujos de calor y humedad desde el suelo hacia la atmósfera dependen, por ejemplo, del equilibrio radiativo en la superficie (dependiente por ejemplo de la nubosidad presente en la atmósfera); de la evapotranspiración de la cubierta

vegetal presente en el suelo, o de la cantidad de superficie líquida (ríos, lagos, mares,...) que exista en el área considerada; o la estructura orográfica más o menos compleja, que condicionará esos intercambios. En este trabajo se pretende emplear una parametrización de estas transferencias lo más sencillas posibles, por lo que se emplearán expresiones de tipo *drag* (arrastre o resistencia aerodinámica) o *bulk* (globales o groseros) (Stull, 1988), que suponen una primera aproximación muy sencilla a estos mecanismos de transporte, en condiciones simplificadas, como puede suceder en la superficie del océano, y sin condiciones de viento intenso o estratificaciones térmicas fuertes, de forma que los flujos de temperatura y humedad saturante en superficie se pueden expresar como:

$$\overline{(w'\theta')_s} = -C_H \overline{M} (\bar{\theta} - \bar{\theta}_s) \quad (3.48)$$

$$\overline{(w'r'_{vsat})} = -C_E \overline{M} (\bar{r}_v - \bar{r}_{vsat}) \quad (3.49)$$

donde  $\overline{M}$  es el módulo del viento en el primer nivel del modelo, y  $C_E, C_H$  son coeficientes adimensionales, denominados de intercambio globales (*bulk coefficients*), que en condiciones de estratificación neutra varían entre 1 y  $5 \cdot 10^{-5}$ . Los flujos de momento en superficie se pueden expresar de forma similar a los flujos de calor y humedad, a través de la *velocidad de fricción* ( $u_*$ ), y el coeficiente de *drag*  $C_D$ :

$$u_*^2 \equiv (\overline{w'u'^2} + \overline{w'v'^2})^{1/2} = C_D \overline{M}^2 \quad (3.50)$$

de forma que entonces cada componente del viento se expresa como

$$\overline{w'u'} = -C_D \overline{M} \bar{u} \quad (3.51)$$

$$\overline{w'v'} = -C_D \overline{M} \bar{v} \quad (3.52)$$

En general, la forma de calcular  $C_D$  y los demás coeficientes de intercambio depende también de las condiciones de estabilidad térmica de la atmósfera m'as próxima al suelo. Una forma de cuantificar estos efectos de no neutralidad bajo las que se definieron esos coeficientes tan simples es a través de *relaciones de similaridad*, que expresan a partir de parámetros adimensionales los diferentes procesos involucrados. Esta dependencia se suele expresar mediante funciones relacionadas con el número de Richardson ( $f(Ri)$ ), o de la *longitud de Obukhov*<sup>13</sup>  $L$  y las funciones adimensionales ( $\zeta = z/L$ , siendo  $z$  la altura) asociadas de Monin-Obukhov  $\Psi(\zeta)$ , que incorporan esos efectos adicionales de forma empírica y global.

### 3.5.4. Mezcla turbulenta

En las ecuaciones promediadas de evolución de la capa límite descritas en el apartado 3.4 se mostró que los efectos de la mezcla turbulenta aparecen explícitamente en los últimos términos de las ecuaciones 3.26, 3.27, 3.28 y 3.29. El problema del cierre de estas ecuaciones (apartado

<sup>13</sup>La longitud de Obukhov  $L = -\frac{u_*^3}{k(g/\theta_v)\overline{w'\theta'_v}}$  (Garratt, 1992) es un parámetro que cuantifica las condiciones de estabilidad a través de la velocidad de fricción ( $u_*$ ) y la flotabilidad ( $\overline{w'\theta'_v}$ )

3.4.2) plantea diversas formas de obtener los flujos turbulentos, tanto su parametrización en función de magnitudes de primer orden, como el uso de ecuaciones de evolución de los mismos. En este apartado nos concentraremos en el análisis de las aproximaciones de los cierres de primer orden tipo  $K$ , y la importancia del empleo de una longitud de mezcla, y la influencia de la presencia de nubes. Como contraste con esta parametrización de los flujos turbulentos a través de la teoría  $K$ , se describirá someramente una parametrización muy extendida para calcular esos flujos turbulentos en presencia de nubes cúmulo, los llamados *esquemas de flujo de masa*.

### Parametrización de $K$ . Longitud de mezcla

De manera general, Garratt (1992) plantea tres tipos de aproximaciones que se pueden realizar para obtener una expresión de  $K$ :

- I) Prescribir el valor de  $K$ , a partir de mediciones, y de forma más simplificada, un valor constante (como se propone para obtener la espiral del Ekman).
- II) Prescribir la forma de los perfiles de  $K$ , típicamente en función de la estabilidad de la capa, dependiente del número de Richardson.
- III) Prescribir la dinámica de  $K$ . Esta aproximación prescribe típicamente  $K$  como función de una cierta longitud maestra, y la raíz de la energía cinética turbulenta, es decir, una velocidad de escala.

A continuación se describen algunos estudios relacionados con la obtención de la *longitud de mezcla* propuesta en esa aproximación III)

**Teoría de Prandtl** A partir de los conceptos empleados en el análisis de la mezcla en un flujo viscoso, Prandtl (1925) propuso una descripción de la turbulencia análoga: el recorrido libre medio molecular (la distancia que avanza una parcela fluida antes de ser mezclada con el flujo medio viscoso), se convierte en la *longitud de mezcla* turbulenta, como la distancia que recorre una parcela fluida inmersa en el flujo turbulento antes de mezclarse con él. Matemáticamente se puede expresar así: sea una magnitud  $\xi(z)$  de una parcela en un punto  $z$ , y que recorre verticalmente una distancia  $l$  (tamaño asimilable a un remolino turbulento), hasta mezclarse de nuevo con el flujo medio, donde la magnitud tiene un valor  $\xi(z + l)$ . En esa mezcla, el flujo sufre una perturbación en su valor  $\xi'$ , que se puede aproximar mediante un desarrollo de Taylor de orden 1 respecto al valor medio:

$$\xi' = \xi(z + l) - \xi(z) \approx \left( \xi(z) + l \frac{\Delta \bar{\xi}}{\Delta z} \right) - \xi(z) = l \frac{\Delta \bar{\xi}}{\Delta z} \quad (3.53)$$

$\xi$  puede ser la temperatura, humedad, viento, o cualquier otra variable atmosférica. Expresando el flujo turbulento vertical de  $\xi$  como el producto de la perturbación de esa magnitud

$(\xi')$  y la velocidad vertical  $(w')$ , y asumiendo que la perturbación vertical de la velocidad es equivalente a la perturbación generada en la velocidad horizontal ( $w' \equiv u'$ ), al promediar ese producto se llega a

$$\overline{w'\xi'} = l \frac{\Delta \bar{u}}{\Delta z} \cdot l \frac{\Delta \bar{\xi}}{\Delta z} \quad (3.54)$$

Si comparamos esta expresión con la definición de  $K$  (ecuación 3.33), se obtiene lo siguiente:

$$K = l^2 \frac{\Delta \bar{u}}{\Delta z} \quad (3.55)$$

Tal y como ha sido deducida por la analogía de Prandtl,  $l$  representa el tamaño de los remolinos que realizan el transporte turbulento, por lo que cuanto mayores sean, indicará una mezcla mayor. Es entonces razonable esta proporcionalidad directa entre  $K$  y  $l$ , al expresar ambos la intensidad de la mezcla turbulenta. El otro factor de proporcionalidad es el gradiente vertical de la velocidad horizontal (la cizalla del viento), que es claramente también un factor generador de turbulencia, y mayor cuanto más fuerte sea su gradiente. La analogía de Prandtl confirma la posibilidad de parametrizar el transporte turbulento en la teoría  $K$  a través de la correcta prescripción de esa longitud de mezcla  $l$ .

**Parametrización de  $K$  en la capa superficial** En la capa superficial (los primeros cm más cercanos al suelo) se puede obtener una parametrización de  $K$  relativamente sencilla. Allí, las tensiones de Reynolds, y por tanto los flujos de momento, pueden suponerse constantes. En condiciones de estratificación térmica neutra, sólo existen efectos mecánicos. Suponiendo entonces que la longitud característica de los remolinos es proporcional a la altura  $z$  desde el suelo,

$$l = kz \quad (3.56)$$

donde  $k$  es la constante adimensional de Von Karman, cuyo valor se ha estimado entre 0.35 y 0.4. Definiendo una velocidad de escala  $u_*$  proporcional a los flujos de momento constantes ( $u_* = (\overline{w'u'})^{1/2}$ ), se puede resolver la ecuación (3.54):

$$u_*^2 = k^2 z^2 \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \Rightarrow u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (3.57)$$

siendo  $z_0$  una cierta altura en la que  $u=0$ , conocida como *longitud aerodinámica de rugosidad*. El resultado es el conocido perfil logarítmico de velocidad. Comparando con la ecuación (3.33), se obtiene una expresión para  $K$  muy sencilla:

$$K = kz u_* \quad (3.58)$$

La relación dimensional de  $K$  queda claramente reflejada en esta expresión, mediante una longitud de escala (en este caso la altura  $z$  desde el suelo), y la velocidad de escala ( $u_*$ ), que cuantifica el flujo de momento en el suelo. Al estar en condiciones neutrales, únicamente los efectos mecánicos determinan el intercambio turbulento en una capa superficial neutra, y ello es tenido en cuenta en la expresión de  $K$  a través de  $u_*$ . En general, si se consideran los

posibles efectos de la estabilidad térmica en la capa superficial, esta parametrización puede generalizarse a través de, por ejemplo, las funciones de Monin-Obukhov  $\Psi(\zeta)$  (Stull, 1988), de forma que entonces

$$K = kz u_* \Psi(\zeta) \quad (3.59)$$

Garratt (1992) define de una forma más general una dependencia de  $K$  de las condiciones del flujo, mediante una generalización de la teoría de Prandtl:

$$K = l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| f_s(Ri) \quad (3.60)$$

donde  $f(Ri)$  es una función empírica del número de Richardson. Existen múltiples expresiones para esta función empírica, con coeficientes calculados a partir de observaciones o de la modelización (Stull, 1988).

**Longitud de mezcla. Consideraciones generales** El coeficiente de difusión  $K$  por encima de la capa superficial puede considerarse proporcional a la TKE, pues ambos están relacionados directamente con la intensidad de la turbulencia (Garratt, 1992), de forma que

$$K_\xi = \Lambda_\xi \bar{\epsilon}^{1/2} \quad (3.61)$$

El coeficiente de proporcionalidad es dimensionalmente una longitud, que debe definir de alguna forma los tamaños característicos de la mezcla turbulenta. Según se analice el flujo turbulento de calor, humedad, momento, se tendrán longitudes diferentes:  $\Lambda_\theta, \Lambda_{r_v}, \Lambda_m$ . Por otra parte, una parametrización muy habitual calcula el ritmo de disipación en la ecuación de TKE (3.37) mediante

$$\epsilon = c_\epsilon \frac{\bar{e}^{3/2}}{\Lambda_\epsilon} \quad (3.62)$$

Esta expresión puede ser deducida a partir de consideraciones dimensionales (Mellor y Yamada, 1974). Su base física es que la disipación, que se produce en las escalas más pequeñas, proviene de la energía generada en las escalas más grandes y transmitida a través de la cascada de energía, de forma que puede ser expresada en función de propiedades de esos remolinos grandes, de una cierta longitud  $\Lambda_\epsilon$ .

De alguna forma, todas estas longitudes deben estar relacionadas entre si, pues representan el mismo proceso de mezcla global. Se puede entonces suponer su proporcionalidad, de forma que finalmente todas proporcionales también a una cierta longitud maestra  $l$ :

$$(\Lambda_\theta, \Lambda_{r_v}, \Lambda_m, L_\epsilon) = (S_\theta, S_{r_v}, S_m, S_\epsilon) \cdot l \quad (3.63)$$

Esa longitud  $l$  debe entonces representar los tamaños asociados a las escalas de generación de la energía turbulenta. Debería cumplir ciertas condiciones, como que en la zona de la capa superficial se aproxime a  $kz$ . Esta longitud debe ser capaz de representar los diferentes tipos de procesos y situaciones de la capa límite: en una capa convectiva, su valor debe dar idea de la altura de toda la capa límite, pues los remolinos turbulentos mezclan toda la capa,

básicamente por efecto del calentamiento del suelo. En una capa estable, esta longitud tendría valores mucho más reducidos, pues los procesos de generación de turbulencia son más locales y esporádicos, y asociados a la cizalla más que a la flotabilidad. En una capa neutra, su valor es incluso difícil de proponer cualitativamente, aunque este tipo de situaciones es más una idealización, un estado de transición, que una condición real, pues la propia atmósfera tiende a condiciones de estabilidad (o inestabilidad temporal).

Al añadir a estas diferentes condiciones posibles los efectos de la existencia de nubes, el problema es todavía más complejo: en una capa límite con estratocúmulos, que se encuentra bien mezclada respecto a  $\theta_l$  y  $r_t$ , la longitud que se obtenga podrá cubrir toda la capa límite desde esta perspectiva, mientras que el aspecto que una longitud que represente los movimientos turbulentos en una capa límite de cúmulo debería distinguir la buena mezcla de la capa subnube seca de la mezcla generada por las corrientes internas de las nubes cúmulo y las corrientes compensatorias descendentes fuera de ella.

Aunque la teoría  $K$  expresa los flujos turbulentos frente gradientes locales, esta longitud  $l$  que aparece en su parametrización puede entonces considerar de alguna forma la física de toda la capa, o al menos, la no localidad de los procesos implicados.

Blackadar (1962) propuso una fórmula empírica para esta longitud, de forma que se ajustara a las observaciones en condiciones convectivas, donde es esperable que la longitud tenga valores muy grandes, y de forma que cerca del suelo se reduzca a la expresión  $kz$  obtenida para la capa superficial:

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{kz} + \frac{1}{\lambda} \quad (3.64)$$

donde  $\lambda$  es un parámetro ajustable para condiciones convectivas, de forma que se cumplan las condiciones asintóticas  $l \rightarrow kz$  para  $z \rightarrow 0$  y  $l \rightarrow \lambda$  cuando  $z \rightarrow \infty$ .  $\lambda$  representa entonces una longitud de escala representativa de alturas  $z$  grandes. Mellor y Yamada (1974) propusieron una expresión para esa longitud asintótica:

$$\lambda = \frac{\alpha \int_0^\infty z e^{1/2} dz}{\int_0^\infty e^{1/2} dz} \quad (3.65)$$

siendo  $\alpha$  una constante empírica que fijaron a 0.10.

Para condiciones estables, Deardorff (1980b) planteó una expresión para la longitud de cierre de las ecuaciones en función de una escala asociada a la flotabilidad que describiera la altura a la que una parcela asciende hasta que transforma su energía cinética en potencial:

$$l = \min(\Delta, (0.76 \frac{e}{g/\theta_v \frac{\partial \theta}{\partial z}})^{1/2}) \quad (3.66)$$

siendo  $\Delta$  el tamaño de la rejilla del modelo empleado. El denominador corresponde a la frecuencia de Brunt-Väisälä, que expresa la frecuencia de oscilación de una parcela de aire en condiciones estables.

Duynkerke y Driedonks (1987) sugieren una longitud más compleja, a partir de tres tipos de longitudes: una para la capa superficial; una global para condiciones que mezclan toda la capa límite, con una longitud por tanto proporcional a la altura de la capa; y una tercera

para situaciones estables, similar a la propuesta por Deardorff (1980b). La longitud final será una interpolación entre ellas según la zona y las condiciones térmicas de la capa límite, de manera similar a las propuestas del trabajo de André *et al.* (1978). Sin embargo, tener que distinguir entre formulaciones distintas para distintas condiciones atmosféricas no es muy recomendable ni desde el punto de vista numérico ni desde el físico, por lo que Duynkerke y Driedonks (1987) sugieren como mejor solución el uso de la ecuación de pronóstico para  $l$  o equivalentemente para la disipación.

Cheng y Canuto (1994) proponen una longitud de la disipación asociada a flujos estables con cizalla, a partir de la ecuación del balance espectral de la TKE.

En presencia de nubes, la descripción de una longitud es más compleja, especialmente si la capa nubosa se desacopla respecto a la capa inferior, pues entonces la formulación de la longitud debe considerar tanto zonas convectivas como zonas estables. Chen y Cotton (1983) para una capa con estratocúmulos proponen una longitud dependiente de TKE, la varianza vertical del viento y la flotabilidad.

Lenderink *et al.* (1999) y Lenderink y Holtslag (2000) proponen una aproximación similar a las de André *et al.* (1978) y Duynkerke y Driedonks (1987), pero aplicándola en el estudio de una capa de estratocúmulos, pues plantean también diferentes formulaciones de la longitud según el tipo de situaciones atmosféricas: una longitud tipo Blackadar para condiciones convectivas, y otra dependiente de la frecuencia de Brunt-Väisälä para condiciones estables, a partir del trabajo de Brinkop y Roeckner (1995).

**Longitud de Bougeault-Lacarrère** Esta longitud (Bougeault y Lacarrère, 1989) presenta dos características fundamentales. Primero, que se calcula a partir de consideraciones físicas: el campo de temperatura virtual  $\theta_v$  y el de energía cinética turbulenta (TKE) del propio modelo. Segundo, incluye la no localidad en su descripción de la capa límite, pues explora estos campos a lo largo de toda la capa. Su formulación es la siguiente: la longitud de mezcla en cualquier nivel de la atmósfera puede relacionarse con la distancia a la que una parcela, partiendo de una energía inicial  $e(z)$ , puede desplazarse en su lucha (ganancia o pérdida de energía) contra los efectos de la flotabilidad del entorno al que se va desplazando:

$$\int_z^{z+l_{up}} \beta(\theta_v(z') - \theta_v(z)) dz' = e(z) \quad (3.67)$$

$$\int_{z-l_{down}}^z \beta(\theta_v(z') - \theta_v(z)) dz' = e(z) \quad (3.68)$$

siendo  $\beta = g/\theta_{vref}$ , y donde  $l_{up}$  y  $l_{down}$  son las distancias que la parcela recorre desde su nivel de partida  $z$  hasta detenerse a causa de los efectos de la flotabilidad de los niveles  $z'$  a los que se desplaza de forma virtual. A partir de ambas longitudes parciales, existen varias alternativas para obtener la longitud final en cada nivel. Se suele emplear la siguiente formulación:

$$L = \sqrt{l_{up} \cdot l_{down}} \quad (3.69)$$



Esta longitud fue desarrollada para estudiar una capa límite seca (o no saturada). En este trabajo (sección 7.2) se ha ampliado esta formulación para que pueda considerar explícitamente la presencia de nubes, tanto estratocúmulos como cúmulos.

### Esquema de flujo de masa

La aproximación de flujo de masa se desarrolló originariamente (Arakawa y Schubert, 1974; Betts, 1975) para intentar obtener de forma sencilla los flujos turbulentos en la parametrización del transporte en cúmulos. Posteriormente, su aplicación se ha ido extendiendo a otras áreas, como las capas convectivas secas (Wyngaard y Moeng, 1992) o incluso los estratocúmulos (Moeng *et al.*, 1992). En cúmulos, esta aproximación propone que los flujos turbulentos se puedan calcular (Siebesma, 1996) a partir de los valores globales de dos subconjuntos de cada plano horizontal, por ejemplo, los ascensos ( $\xi^\uparrow$ ) y descensos ( $\xi^\downarrow$ ), de forma que se tiene

$$\overline{w'\xi'} \approx a^\uparrow(w^\uparrow - \bar{w})(\xi^\uparrow - \xi^\downarrow) \equiv M(\xi^\uparrow - \xi^\downarrow) \quad (3.70)$$

$M$  es conocido como el *flujo de masa*, pues siendo  $a^\uparrow$  la fracción de puntos ascendentes, ese producto es la cantidad de masa por unidad de área y tiempo que asciende debido a las corrientes verticales. Por tanto, parametrizando el flujo de masa  $M$  y los campos globales de la magnitud  $\xi$  (típicamente  $\theta$  o  $r_v$ ), se podrían obtener los flujos turbulentos asociados. Siebesma y Cuijpers (1995) analizaron la bondad de esta aproximación mediante un modelo LES en un caso típico de cúmulos someros y comprobaron que se obtenían resultados aceptables no con esta descomposición de los campos en ascensos y descensos, sino con una que separa puntos nubosos activos (con velocidades positivas) y puntos ambientales. El otro aspecto clave es el cálculo adecuado del flujo de masa  $M$ , que debe estar relacionado físicamente con los ritmos de entrainment y detrainment lateral de las nubes cúmulo con el aire ambiental. Así, la forma habitual de calcular el flujo de masa en las nubes ( $M_c$ ) sería de la siguiente forma (Tiedtke, 1989; Siebesma y Holtslag, 1996):

$$\frac{\partial M_c}{\partial z} = E - D \quad (3.71)$$

donde  $E$  y  $D$  son los ritmos de entrainment y detrainment, que usualmente se expresan como

$$E = \epsilon M_c \quad (3.72)$$

$$D = \delta M_c \quad (3.73)$$

de forma que el problema básico consiste en obtener los ritmos de entrainment y detrainment fraccional  $\epsilon$  y  $\delta$ , ya definidos en el apartado 3.5.2. Como allí se comentó, existe una gran controversia en cuanto a sus valores, que parece que deben oscilar ambos entre  $10^{-3}$  y  $10^{-4}$  (Siebesma y Cuijpers, 1995), y que además probablemente dependan de la altura dentro de la ascendencia nubosa, proponiéndose expresiones del tipo  $\epsilon \propto 1/z$ .

### 3.5.5. Representación de los procesos de condensación

Existen diversas aproximaciones en la parametrización de los procesos de condensación, que se pueden esquematizar en tres tipos básicos:

- Esquemas diagnósticos: En ellos la cantidad de agua  $r_c$  se suele calcular mediante una función más o menos compleja de la humedad relativa, como por ejemplo en Teixeira y Hogan (2002).
- Esquemas pronósticos: Se plantea una ecuación de evolución para  $r_c$ , algunas veces también la nubosidad  $N$ . En ella se pueden introducir los procesos físicos de creación y destrucción asociados al cambio de fase (Tiedtke, 1993).
- Esquemas estadísticos: Para aquellos modelos de una resolución grande comparada con los procesos locales de condensación, como sucede en los GCM o los LAM respecto a las nubes cúmulo aislado, un valor único para cada celdilla del modelo, bien a partir de la humedad, bien a partir de su evolución, también con valores únicos en toda la celdilla, no puede tener en cuenta esa variabilidad de tamaño inferior a la malla. Por tanto, los esquemas estadísticos plantean la existencia de una distribución estadística para cada celdilla de la humedad y la temperatura, a partir de la cual se pueda deducir una nubosidad y una cantidad de agua que tenga en cuenta de alguna forma esos procesos de escala submalla.

De todos ellos, describimos ahora con un poco de detalle los esquemas estadísticos, pues será el empleado en este trabajo, básicamente en las simulaciones unidimensionales del capítulo 7.

**Representación estadística de la condensación: esquema de condensación submalla (SCS)** Sommeria y Deardorff (1977) fueron los primeros en plantear la posibilidad de calcular las magnitudes nubosas básicas (la nubosidad,  $N$ , y la cantidad de agua,  $r_c$  principalmente) para una celdilla del dominio de un modelo numérico de forma menos brusca que considerar únicamente que toda la celdilla se encuentre saturada en promedio ( $N=1$ , y  $r_c = r_v - r_{vsat}$ ), o que se encuentre totalmente subsaturada ( $N=0$ ,  $r_c=0$ ). Esta descripción extrema de la nubosidad y agua de nube en cada celdilla se conoce como *todo o nada*. Su trabajo, por contra, pretende describir mediante un *esquema de condensación submalla* obtener unos resultados menos extremos, a partir de la prescripción de funciones distribución de probabilidad para la variabilidad submalla de magnitudes termodinámicas conservativas ( $G(\theta_l, r_t)$ ), las más adecuadas en presencia de nubes. Sea  $\bar{s}$  la subsaturación media de toda la celdilla, definida como función de las magnitudes conservativas mediante

$$\bar{s} = \frac{\bar{r}_t - r_{vsat}(\bar{\theta}_l)}{2(1 + M)} \quad (3.74)$$

donde  $M = \frac{L_v}{c_p} \Pi_{ref}^{-1} J$ , siendo  $L_v$  el calor latente de vaporización,  $c_p$  el calor específico del vapor de agua (ambos dependientes de la temperatura), y donde  $J$  es un coeficiente que vale

$$J = \left( \frac{\partial r_{vs}}{\partial \theta} \right)_{\theta=\theta_l} \approx \frac{r_{vsat}(T_l) L_v}{R_v T_l \theta_l} \quad (3.75)$$

En ella se ha empleado la ecuación de Clausius-Clapeyron para calcular la dependencia de la humedad saturante de la temperatura. Finalmente,  $r_{vsat}(\bar{\theta}_l)$  es la humedad saturante calculada a la temperatura  $T$  tal que su temperatura potencial sea  $\bar{\theta}_l$ . Por tanto,  $\bar{s}$  representa la distancia media a las condiciones de saturación de la celdilla. Pensando en  $s$  como una magnitud turbulenta que controla las condiciones de saturación en el interior de esa celdilla, se tendría  $s = \bar{s} + s'$ , de forma que cuando  $s \geq 0$  se tendrían condiciones de saturación, es decir,  $s' \geq -\bar{s}$ . Esa perturbación de la magnitud  $s$  se puede expresar como

$$s' = \frac{r'_t - r'_{vs}(\theta_l)}{2(1+M)} \approx \frac{r'_t - J\theta'_l}{2(1+M)} \quad (3.76)$$

donde se ha desarrollado mediante Taylor a primer orden, teniendo entonces  $s'$  como función de las perturbaciones turbulentas de las variables conservativas, cuyas funciones de distribución se prescriben en el esquema. Definiendo la varianza de dicha magnitud:

$$\sigma_s = (\overline{s'^2})^{1/2} = \frac{\overline{r'^2_{np}} + J^2 \overline{\theta'^2_l} - 2J \overline{\theta'_l r'_{np}}}{2(1+M)} \quad (3.77)$$

Se puede definir una variable de saturación normalizada ( $t$ ) mediante:

$$t = \frac{s'}{\sigma_s} \quad (3.78)$$

Y el parámetro asociado a esta subsaturación normalizada se denomina  $Q_1$ :

$$Q_1 \equiv \frac{\bar{s}}{\sigma_s} = \frac{\bar{r}_t - r_{vs}(\bar{\theta}_l)}{2(1+M)\sigma_s} \quad (3.79)$$

$Q_1$  aporta información simultáneamente de la saturación media de la celdilla (el numerador), y de la intensidad de la turbulencia que el esquema obtiene en ese punto (el denominador). El aspecto crítico de este esquema es la función de distribución estadística para la variable  $t$  ( $G(t)$ ) en el interior de la celdilla. A partir de ella (Sommeria y Deardorff, 1977; Mellor, 1977; Chen, 1991) plantean la obtención de las magnitudes nubosas:

$$N = \int_{-Q_1}^{\infty} G(t) dt \quad (3.80)$$

$$\frac{r_c}{2\sigma_s} = \int_{-Q_1}^{\infty} (t + Q_1) G(t) dt \quad (3.81)$$

$$\frac{s' r'_c}{2\sigma_s} = \int_{-Q_1}^{\infty} t(Q_1 + t) G(t) dt \quad (3.82)$$

En general, las funciones de distribución  $G(t) \equiv G(\theta_l, r_{np})$  deben cumplir una serie de condiciones extremas: para  $Q_1 < -2$  (condiciones muy subsaturadas), se puede considerar que

$N \approx 0$ ;  $Q_1 = 0$  significa una nubosidad  $N = 0.5$ , que corresponde a condiciones exactamente saturantes, para luego aumentar rápidamente hasta 1 para valores positivos de  $Q_1$ . En el trabajo original Sommeria y Deardorff (1977) se propuso una distribución gaussiana, simétrica respecto a  $t=0$  ( $Q_1 = 0$ ). Esta distribución funciona bien en casos de alta sobresaturación (es decir, estratocúmulos), pero en los casos de baja sobresaturación, o más bien subsaturación media (cúmulos), no funciona correctamente. Existen otras expresiones mucho más sencillas simétricas (Redelsperger y Sommeria (1986), donde se emplea una distribución cuadrada limitada por los valores de  $\pm\sigma_s$ , o en Smith (1990), donde esta función es triangular), expresiones más complejas, que incorporan la falta de simetría en condiciones de baja saturación (Lewellen y Yoh (1993) proponen una distribución binormal). Bougeault (1981a) analiza diversas funciones de distribución asimétricas que se ajusten mejor a las condiciones de baja saturación, y Bougeault (1982) propuso una distribución gamma, que posee un parámetro de asimetría ajustable, dependiente de la sobresaturación, pero este parámetro no es fácil de calcular ni de parametrizar por el propio esquema. Bechtold *et al.* (1995) propusieron calcular esta función mediante la interpolación lineal entre dos situaciones límite: estratocúmulos, con distribución simétrica (gaussiana), y cúmulos de los alisios, de asimetría 2, igual que Abdella y McFarlane (2001), aunque en este trabajo se emplea una distribución exponencial de esa misma asimetría. Cuijpers y Bechtold (1995) sugieren calcular esas funciones empíricamente, para no tener que calcular la asimetría como un parámetro adicional del modelo. Finalmente, Bechtold y Siebesma (1998) analizan un amplio espectro de situaciones nubosas mediante LES, obteniendo unas curvas de distribución de  $Q_1$  en función de la cobertura nubosa. También analizan cómo la elección de la función de distribución altera el cálculo de la flotabilidad, mediante un factor que depende de la separación de  $G(t)$  respecto de la gaussiana (simétrica). En Chaboureau y Bechtold (2002) se emplea incluso este concepto del déficit de saturación  $Q_1$  para parametrizar coberturas nubosas parciales no sólo en la capa límite, sino también en nubes de convección profunda.

### 3.5.6. Turbulencia húmeda y convección

La parametrización numérica de los cúmulos someros o de capa límite constituye un caso muy interesante de confluencia de dos tipos de esquemas en principio claramente diferenciados: los esquemas de turbulencia y los denominados *esquemas de convección*. El término convección se entiende de forma genérica como el transporte de masas de aire de tamaños significativos a distancias apreciables en forma de circulaciones dinámicas nítidas. Aunque se emplea frecuentemente de manera extensiva, se denominan esquemas de convección a aquellos que intentan representar las circulaciones y procesos físicos asociados a las nubes cúmulo de gran desarrollo, en principio claramente fuera de la capa límite. El tratamiento de los mecanismos de mezcla en estos modelos ha ido variado mucho con el tiempo, a partir del mejor conocimiento de estos complejos procesos en las nubes cúmulo descritos en el apartado 2.6.4 (Kain y Fritsch, 1990; Emanuel, 1991), y del aumento de la resolución de los modelos.

Su planteamiento genérico suele ser el encontrar condiciones de gran escala que permitan diagnosticar cuándo se activa la convección, de forma que entonces se calculen las tendencias de temperatura, humedad y momento que se ajusten a ese estado convectivo de la atmósfera. Su descripción típica de los flujos pueden ser mediante esquemas de flujo de masa. En principio, esta descripción de las nubes de gran desarrollo puede aplicarse también al estudio de los cúmulos someros, simplificando los aspectos termodinámicos y microfísicos habituales de los esquemas de convección, pero tratando los procesos de entrainment de la forma anteriormente descrita. Frente a ello, estas nubes que se desarrollan en el interior de la capa límite están claramente condicionadas por los procesos y mecanismos de la turbulencia en presencia de condensación descritos a lo largo de este capítulo. Con frecuencia se emplean los términos “convectivo” y “turbulento” de una manera muy extensa y genérica desde la óptica de ambos esquemas, introduciendo una cierta confusión a estos planteamientos. Hasta dónde un esquema de convección puede ser capaz de representar nubes en el interior de la capa límite o por contra hasta dónde un esquema de turbulencia con inclusión de los procesos de cambio de fase permite describir los procesos de mezcla y el desarrollo de nubes que se originan en el interior de la capa límite es un área de debate, sin que exista una respuesta clara al respecto.

### 3.6. Metodología del trabajo: el modelo Meso-NH

El modelo Meso-NH<sup>14</sup> (Lafore *et al.*, 1998) es la herramienta que se va a emplear en este trabajo para modelizar numéricamente la capa límite nubosa. Se trata de un modelo desarrollado para poder realizar simulaciones tanto de mesoescala (decenas de km) como de grandes remolinos (LES) (hasta decenas de m), y, por tanto, no hidrostático. Su característica básica es que las ecuaciones son resueltas bajo la aproximación anelástica: en ella se considera que existe un cierto estado de referencia termodinámico hidrostático y adiabático de fondo a gran escala (Houze, 1993), del cual la atmósfera no se aparta en exceso, que no existen movimientos de alta frecuencia en ella, y que los movimientos más rápidos presentes en el flujo tienen velocidades muy inferiores a la velocidad del sonido.

#### 3.6.1. El esquema de turbulencia

El esquema de turbulencia de Meso-NH (Cuxart, 1997; Cuxart *et al.*, 2000) tiene como base el sistema completo de ecuaciones para flujos, varianzas y covarianzas de segundo orden, reteniendo sólo la ecuación de evolución de la TKE (ya planteada como 3.36):

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho_{ref} \overline{u_k e}) - \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} + \frac{g}{\theta_{vref}} \delta_{i3} \overline{u'_i \theta'_v} - \frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\partial}{\partial x_j} (C_e \rho_{ref} L e^{\frac{1}{2}} \frac{\partial e}{\partial x_j}) - C_\epsilon \frac{e^{\frac{3}{2}}}{L} \quad (3.83)$$

donde  $\rho_{ref}$ ,  $\theta_{vref}$  son valores de densidad y temperatura virtual correspondientes al estado de referencia anelástico. El término de disipación se ha parametrizado mediante una expresión

<sup>14</sup>MESONH (MESOscale Non-Hydrostatic model), <http://www.aero.obs-mip.fr/mesonh/index.html>

como la (3.62), es decir, en función de la propia TKE y una longitud  $L$  característica de los remolinos más grandes.

El sistema completo de cierre de las ecuaciones de segundo orden de la turbulencia realiza una serie de aproximaciones e hipótesis que definen las características básicas de este esquema (Cuxart *et al.*, 2000), de forma que los términos de segundo orden quedan finalmente expresados de la siguiente manera:

$$\overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} \delta_{ij} e - \frac{4}{15} \frac{L}{C_m} e^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \right) \quad (3.84)$$

$$\overline{u'_i \theta'} = -\frac{2}{3} \frac{L}{C_s} e^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} \phi_i \quad (3.85)$$

$$\overline{u'_i r'_v} = -\frac{2}{3} \frac{L}{C_h} e^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \bar{r}_v}{\partial x_i} \psi_i \quad (3.86)$$

$$\overline{\theta' r'_v} = C_2 L^2 \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_m} \frac{\partial \bar{r}_v}{\partial x_m} \right) (\phi_m + \psi_m) \quad (3.87)$$

$$\overline{\theta'^2} = C_1 L^2 \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_m} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_m} \right) \phi_m \quad (3.88)$$

$$\overline{r_v'^2} = C_1 L^2 \left( \frac{\partial \bar{r}_v}{\partial x_m} \frac{\partial \bar{r}_v}{\partial x_m} \right) \psi_m \quad (3.89)$$

$$\overline{u'_i \theta'_v} = -\frac{2}{3} \frac{L}{C_s} e^{\frac{1}{2}} \left[ E_\theta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} \phi_i + E_{r_v} \frac{\partial \bar{r}_v}{\partial x_i} \psi_i \right] \quad (3.90)$$

$$\overline{u'_i S'} = -\frac{2}{3} \frac{L}{C_h} e^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_i} \psi_{svi} \quad (3.91)$$

donde  $u_i$  son las componentes del viento,  $\theta$  es la temperatura potencial,  $r_v$  la razón de mezcla.  $S$  es una magnitud escalar genérica. Los coeficientes  $C_s, C_\theta, C_h, C_m$  están definidos en Redelsperger y Sommeria (1981); Cuxart *et al.* (2000). Un aspecto muy importante de estas ecuaciones son las cantidades  $\psi_i, \phi_i$ , que son las inversas de los números turbulentos de Schmidt y Prandtl. Dependen básicamente de las condiciones de estabilidad térmica, y sus expresiones detalladas pueden verse en Cuxart *et al.* (2000). Otro aspecto importante es que la flotabilidad (ecuación 3.90) se expresa en función de los gradientes de temperatura y humedad, mediante los coeficientes  $E_\theta = \frac{\bar{\theta}_v}{\bar{\theta}}$  y  $E_{r_v} = 0.61 \bar{\theta}$ .

**Longitud de mezcla** El cierre de las ecuaciones a través de la longitud de mezcla  $L$  en el caso de la modelización LES se realiza simplemente mediante  $L = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ , que no es más que el tamaño característico de la malla empleada.

### 3.6.2. Aspectos específicos en presencia de condensación

Si se considera la presencia de cambios de fase, pero sólo entre el vapor y el agua de nube, algunas de las expresiones anteriores deben ser modificadas. Redelsperger y Sommeria (1981)

desarrollaron las expresiones de las diferentes magnitudes de la turbulencia de forma que se pudieran expresar como función de las magnitudes conservativas y sus correspondientes flujos turbulentos. Así, por ejemplo, el flujo de agua de nube se expresa entonces como

$$\overline{u'_i r'_c} = A_\theta \overline{u'_i \theta'_l} + A_{r_v} \overline{u'_i r'_t} \quad (3.92)$$

donde los factores  $A_\theta$  y  $A_{r_v}$  son complejas funciones de la humedad saturante y la temperatura (Redelsperger y Sommeria, 1981). De la misma manera, el cálculo de la flotabilidad también se ve modificado, pues la presencia de agua líquida altera claramente su valor para una parcela: por una parte es más densa que el vapor, pero por otra la liberación de calor latente la reduce, dando un efecto neto de aumento de la flotabilidad (ver ecuación 2.9). El resultado es que esos coeficientes  $E_\theta, E_{r_v}$  se ven modificados, de forma que la flotabilidad se sigue expresando a través de ellos:

$$\overline{u'_i \theta'_v} = E_\theta \overline{u'_i \theta'_l} + E_{r_v} \overline{u'_i r'_t} \quad (3.93)$$

donde estos coeficientes  $E_\theta, E_{r_v}$  se pueden expresar como función de los  $A_\theta, A_{r_v}$  empleados para obtener el flujo de agua de nube.

Los demás flujos de variables no conservativas pueden expresarse de forma sencilla en función de éstos y del flujo de agua de nube:

$$\overline{u'_i \theta'_v} = \overline{u'_i \theta'_l} + \frac{L_v}{c_{ph}} \Pi_{ref}^{-1} \overline{u'_i r'_c} \quad (3.94)$$

$$\overline{u'_i r'_v} = \overline{u'_i r'_t} - \overline{u'_i r'_c} \quad (3.95)$$

### La condensación submalla

El modelo puede emplear un esquema de condensación submalla para las condiciones de nubosidad parcial en volúmenes menores que la malla. En simulaciones LES este aspecto puede ser importante únicamente en los límites de las nubes, pero en las simulaciones SCM se convierte en un aspecto crítico para reproducir la nubosidad en casos como los cúmulos someros, donde la cobertura es claramente menor que 1. El esquema parte de los trabajos de Sommeria y Deardorff (1977) (apartado 3.5.5), para incluir en su formulación final una dependencia de la asimetría de las distribuciones estadísticas para saturaciones bajas, como los trabajos de Bougeault (1981b, 1982); Cuijpers y Bechtold (1995); Bechtold y Siebesma (1998) ponen de manifiesto. Bougeault (1982) desarrolla las expresiones 3.80, 3.81 y 3.82, que ahora quedan como:

$$N = F_0(Q_1, A_s) \quad (3.96)$$

$$\frac{r_c}{2\sigma_s} = F_1(Q_1, A_s) \quad (3.97)$$

$$\frac{s' r'_c}{2\sigma_s} = F_2(Q_1, A_s) \quad (3.98)$$

donde  $A_s$  expresa esa asimetría en las distribuciones, y  $F_1, F_2, F_3$  son funciones, que se encuentran detalladas en Bougeault (1982). En el modelo Meso-NH el parámetro de asimetría

se expresa como función de  $Q_1$  y de  $\lambda_3$ . Este parámetro se incluye en la expresión del flujo de agua de nube en condiciones de baja cobertura (Bechtold *et al.*, 1993):

$$\frac{\overline{w'r'_c}}{\overline{w's'}} = \lambda_3 \frac{\overline{s'r'_c}}{\sigma_s} \quad (3.99)$$

de forma que se propone finalmente los valores siguientes:

$$Q_1 \geq 0 \Rightarrow A_s = 0, \lambda_3 = 1 \quad (3.100)$$

$$Q_1 < -2 \Rightarrow A_s = 2, \lambda_3 = 3 \quad (3.101)$$

$$-2 \leq Q_1 < 0 \Rightarrow A_s = -Q_1, \lambda_3 = 1 - Q_1 \quad (3.102)$$

El flujo de agua nube puede obtenerse entonces mediante el esquema submalla mediante como:

$$\overline{w'r'_c} = \lambda_3 F_2(Q_1, A_s) (A_\theta \overline{w'\theta'_l} + A_{r_v} \overline{w'r'_t}) \quad (3.103)$$

También los coeficientes  $E_\theta, E_{r_v}$  de la expresión de la flotabilidad se modifican por el uso del esquema submalla, de forma que incluya esas funciones de la asimetría y la expresión de flotabilidad sigue expresándose respecto a los flujos conservativos como en 3.93.

### 3.6.3. Versión SCM de Meso-NH

Como se describirá en detalle en el apartado 7.2, la versión unidimensional del modelo Meso-NH comparte el esquema de turbulencia descrito en el apartado anterior, aunque éste queda claramente simplificado, al considerar únicamente las componentes verticales ( $i=3$ ) del mismo, como se analiza en detalle en Cuxart *et al.* (2000).

Los dos aspectos clave de una simulación de capa límite nubosa con la versión SCM de Meso-NH son el empleo del esquema submalla analizado en el apartado anterior, y la parametrización de la longitud  $L$  mediante la formulación de Bougeault y Lacarrère (1989) como punto de partida, aunque en ese apartado 7.2 se estudian las limitaciones de esta parametrización para representar los procesos de cambio de fase.





## Capítulo 4

# Simulación LES de estratocúmulos estacionarios (caso EUCREM-A)

### 4.1. Introducción. Interés y descripción de la simulación

Dentro del programa de investigación climática mundial WCRP<sup>1</sup> de la OMM<sup>2</sup>, existe un área dedicada al estudio del ciclo hidrológico y energético a escala global, tanto desde el punto de vista observacional, como de la modelización, denominado GEWEX<sup>3</sup>. Uno de los proyectos que lo forman en su vertiente de la modelización se denomina GCSS<sup>4</sup>, cuyos objetivos y aspectos principales pueden verse en Browning (1993). El grupo 1 (GCSS1)<sup>5</sup> de este proyecto centra sus trabajos en el estudio de las nubes de capa límite. Para financiar estos objetivos, la Unión Europea aprobó entonces el proyecto europeo EUCREM<sup>6</sup>. EUCREM propuso la intercomparación entre diferentes modelos de alta resolución (LES) y unidimensionales (SCM) de dos casos de estudio prototípicos de nubes de capa límite estacionaria. Los resultados del caso denominado EUCREM-A (estratocúmulos estacionarios) con el modelo Meso-NH son presentados en este capítulo, y cuya comparación con otros modelos se encuentra en Duynkerke *et al.* (1999), en la página web<sup>7</sup>.

**Interés del caso** Esta simulación pretende reproducir los aspectos básicos de la turbulencia y la termodinámica nubosa de una capa nocturna estacionaria de estratocúmulos, especialmente para evaluar la intensidad del entrainment de la cima de la capa nubosa, mediante unos forzamientos simplificados, incluidos los radiativos. Ello hace también más sencilla la comparación entre modelos y las causas de divergencia entre ellos. También permite analizar

---

<sup>1</sup>WCRP: World Climate Research Programme, <http://www.wmo.ch/web/wcrp/wcrp-home.html>

<sup>2</sup>OMM: Organización Meteorológica Mundial, WMO

<sup>3</sup>GEWEX: Global Energy and Water Cycle Experiment, <http://www.gewex.com>

<sup>4</sup>GCSS: Gewex Cloud System Studies, <http://www.gewex.com/gcss.html>

<sup>5</sup>GCSS1: <http://www.atmos.washington.edu/~breth/GCSS/GCSS.html>

<sup>6</sup>EUCREM (1996-1998): EUropean Cloud REsolving Modelling programme, ver Apéndice B

<sup>7</sup><http://www.phys.uu.nl/~wwimau/EUCREM/eucrem.html>

otros procesos dinámicos importantes en una capa de estratocúmulos, como son las condiciones y características que pueden generar su desacople respecto a la capa subnube inferior. Las condiciones iniciales y forzamientos físicos prescritos para esta simulación provienen de mediciones de la campaña ASTEX (Albrecht *et al.*, 1995; Bretherton *et al.*, 1995; Bretherton y Pincus, 1995; Duynkerke *et al.*, 1995), siendo sus principales características las siguientes:

**Condiciones sinópticas** Los datos en los que se basa esta simulación provienen de mediciones de aviones en torno a la isla de Santa María (36°N, 28°O, islas Azores, Atlántico Norte), en la mañana del 13 de Junio de 1992 (Duynkerke *et al.*, 1995, 1999), ligeramente al Oeste de una zona de altas presiones. Las mediciones mostraban las bases de las nubes más bajas en torno a 280 m, y las cimas en torno a 770 m, observándose algunos cúmulos bajo la capa de estratocúmulos. Los análisis del Centro Europeo (ECMWF) mostraban una divergencia a gran escala en torno a  $D=5 \cdot 10^{-6} \text{s}^{-1}$ , aunque finalmente se decidió emplear para la simulación un valor superior:  $D=1.5 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$ , justificado porque los datos de radiosondeos y del propio ECMWF eran bastante ruidosos, y porque de acuerdo con los resultados de las simulaciones de una intercomparación previa del GCSS1 basada en datos similares (Duynkerke *et al.*, 2001), se deducía que esos valores de divergencia debían ser superiores para mantener la altura de la capa límite dentro de los valores observados. De todas formas, la estructura turbulenta no se ve afectada de manera significativa por este valor dentro de las escalas temporales de esta simulación.

**Forzamientos en superficie** Se prescriben flujos de calor, humedad en superficie constantes para todo el periodo de simulación, así como una velocidad de fricción también constante:

$$\overline{w'\theta'} = \overline{w'\theta'_l} = 0.013 \text{ Km s}^{-1} \approx 15.7 \text{ W m}^{-2} \quad (4.1)$$

$$\overline{w'r'_t} = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ m s}^{-1} \approx 54 \text{ W m}^{-2} \quad (4.2)$$

$$u_* = 0.3 \text{ m s}^{-1} \quad (4.3)$$

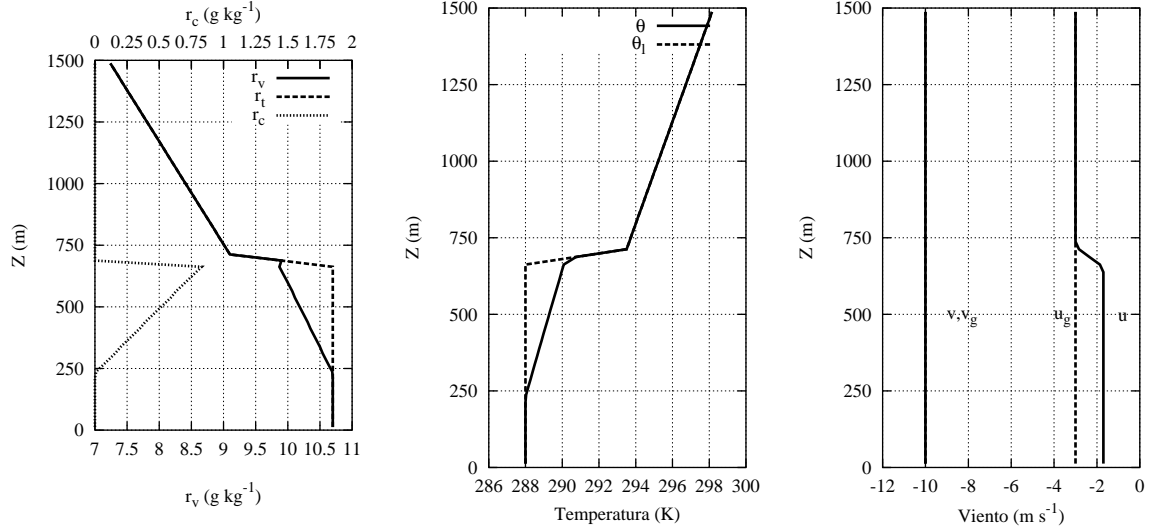
Los flujos de momento en superficie se obtienen a partir de la velocidad de fricción  $u_*$ , y los valores de viento en el primer nivel del modelo  $(u_1, v_1)$  mediante, una aproximación muy sencilla, de tipo *drag* (Stull, 1988):

$$\overline{w'u'} = -\frac{u_1}{\sqrt{u_1^2 + v_1^2}} u_*^2 \quad (4.4)$$

$$\overline{w'v'} = -\frac{v_1}{\sqrt{u_1^2 + v_1^2}} u_*^2 \quad (4.5)$$

**Perfiles iniciales** Los perfiles de viento, humedad, agua de nube, temperatura y viento iniciales muestran unos valores bien mezclados en toda la capa límite. De hecho, lo que se prescribe explícitamente son las variables conservativas  $(r_t, \theta_l)$ , constantes en toda la capa. El

agua de nube inicial se obtiene a partir del agua total  $r_t$  suponiendo condiciones adiabáticas. Se muestran en la figura 4.1 los perfiles iniciales de viento, junto los del viento geostrófico, constante para toda la simulación:  $u_g = -3 \text{ m s}^{-1}$ ,  $v_g = -10 \text{ m s}^{-1}$ . Esos valores sirven para generar el forzamiento de Coriolis de gran escala que aparece en la ecuación de la tendencia del viento. Los saltos de temperatura en la inversión son de  $\Delta\theta = 5.5\text{K}$  y  $\Delta r_v = -1.6\text{g kg}^{-1}$ ,



**Figura 4.1:** Perfiles iniciales de humedad, temperatura y viento

que corresponden a un salto de  $\Delta\theta_e = 1.5\text{K}$ . Según cualquiera de los criterios de inestabilidad por entrainment (CTEI) estos valores son claramente no inestables (Duynkerke, 1993).

**Radiación de onda larga** Se emplea una expresión muy sencilla para prescribir el flujo radiativo de onda larga ( $F_l$ ), basada en los trabajos de Stephens (1978):

$$F_l(z) = \Delta F_t e^{a \cdot LWP(z, z_{top})} \quad (4.6)$$

donde  $\Delta F_t = 74\text{W m}^{-2}$  es el enfriamiento radiativo de onda larga que se prescribe en la cima de la nube obtenido a partir de las mediciones de ASTEX,  $a = 130 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  una constante empírica, y  $LWP(z, z_{top})$  es la cantidad de agua líquida integrada verticalmente desde cada nivel  $z$  hasta la cima del modelo ( $z_{top}$ ). La tendencia de temperatura debida a este flujo radiativo es proporcional a su divergencia vertical:

$$\left. \frac{d\theta}{dt} \right|_{rad} = - \frac{\partial F_l}{\partial z} \quad (4.7)$$

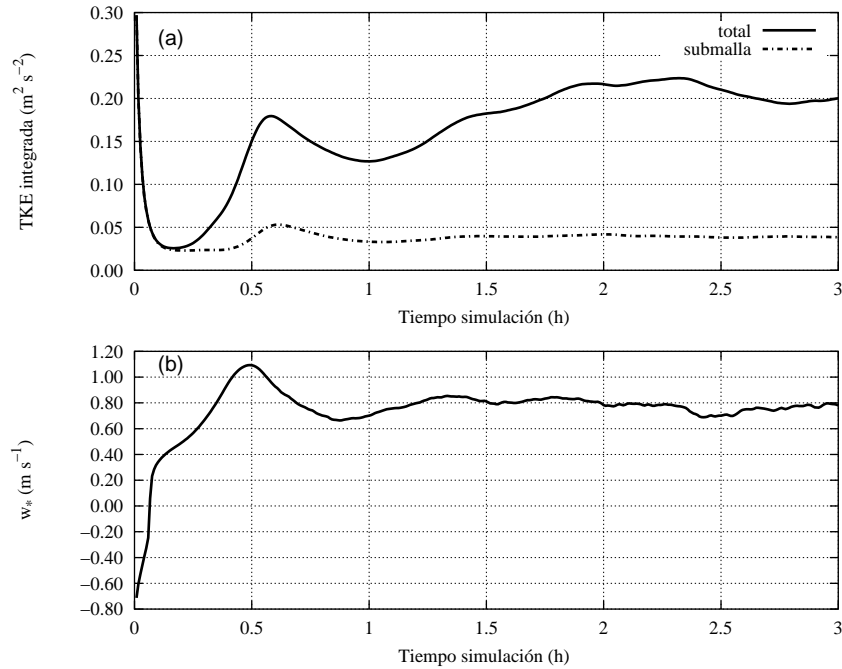
**Otros aspectos de la inicialización** Para iniciar los movimientos turbulentos en el LES, los perfiles iniciales se perturban con un ruido aleatorio pequeño (cuya amplitud sólo hace aumentar ligeramente la fase de ajuste inicial, como se observó en pruebas de sensibilidad

efectuadas). La prescripción en la intercomparación propone una perturbación aleatoria sobre el perfil inicial de temperatura potencial hasta la inversión inicial<sup>8</sup> ( $z_{inv}=687.5$  m) de  $\pm 0.1$  K. Otros parámetros prescritos son: presión en superficie ( $p_{surf} = 1028.8$  hPa), parámetro de Coriolis ( $f = 8.7 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$ , correspondiente a una latitud de  $36.6^\circ \text{N}$ ), densidad de referencia ( $\rho_0 = 1.1436 \text{ kg m}^{-3}$ ), energía cinética inicial ( $e_{ini} = 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  hasta la altura de la inversión inicial), que es rápidamente adaptada a las condiciones reales de la capa límite (ya que la TKE posee una memoria muy corta).

## 4.2. Resultados

El dominio de la simulación es de  $64 \times 64 \times 60$  puntos, con una resolución horizontal de  $\Delta x = \Delta y = 50$  m y vertical de  $\Delta z = 25$  m. El modelo se corre durante 3 horas, para alcanzar un estado estacionario, con un paso de tiempo de  $\Delta t = 1.5$  s. Se calculan diagnósticos promediados a cada hora (durante la 2ª y 3ª horas), periodo suficientemente representativo para la estacionariedad buscada (Chlond y Wolkau, 2000). Los perfiles verticales que se mostrarán están también promediados horizontalmente (apartado 3.3.2).

### 4.2.1. Estacionariedad. Series temporales



**Figura 4.2:** Series temporales de TKE y  $w_*$

<sup>8</sup>la altura de la inversión de la capa de estratocúmulos se calculará como la altura a la que se alcanza por última vez  $r_t = 9.4 \text{ g kg}^{-1}$ , siendo este valor el de la humedad total en el punto medio de la inversión inicial

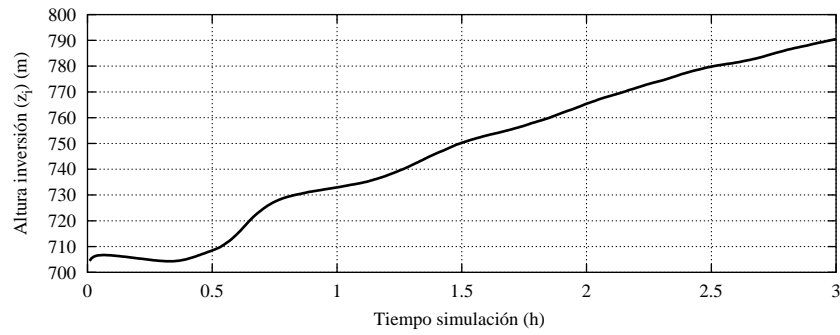
En las figuras 4.2 se muestra la energía cinética total integrada verticalmente  $e(t)$  **(a)**, y la velocidad convectiva de escala  $w_*$  **(b)**, definidas como:

$$\overline{e(t)} = \frac{1}{z_{top}} \int_0^{z_{top}} e(z, t) dz \quad (4.8)$$

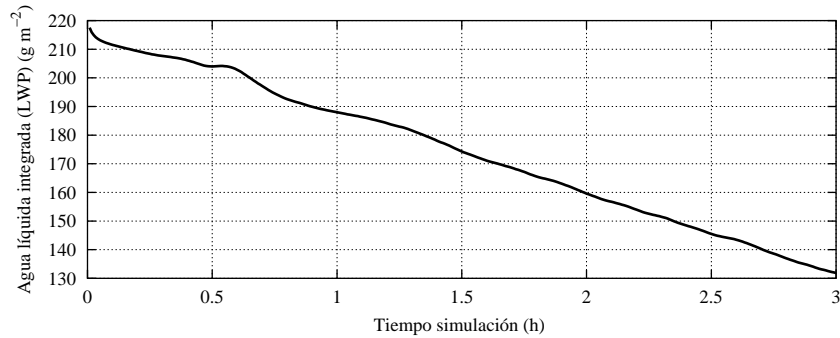
$$w_*^3 = \int_0^{z_{top}} \frac{g}{\theta_0} \overline{w' \theta'_v} dz \quad (4.9)$$

donde  $z_{top}$  es la altura de la cima del modelo,  $e(z, t)$  la energía cinética turbulenta promediada horizontalmente, y  $w_*$  la *velocidad convectiva de escala* calculada a partir de la flotabilidad integrada verticalmente, siendo  $\theta_0 = 291.5K$  una temperatura de referencia, y  $g$  la gravedad. La magnitud  $w_*$  proviene de los estudios de similaridad en capas convectivas secas (Deardorff, 1976), aunque aquí se muestra simplemente para analizar la estacionariedad de la simulación. Tanto la TKE integrada como  $w_*$  cuantifican la energía global presente en la capa límite (la cinética o sólo la asociada a la flotabilidad). En ambas gráficas se puede ver que, una vez superada la primera fase de ajuste (o *spinup*) durante la primera media hora, las oscilaciones en ambas magnitudes son pequeñas, y en torno a unos valores básicamente estacionarios. Esto nos permitirá considerar los promedios horarios que se presentan más adelante suficientemente representativos del estado de la capa límite.

Otras características de esta simulación, no obstante, evolucionan a lo largo del periodo de cálculos:



**Figura 4.3:** Altura de la inversión ( $z_{inv}$ )



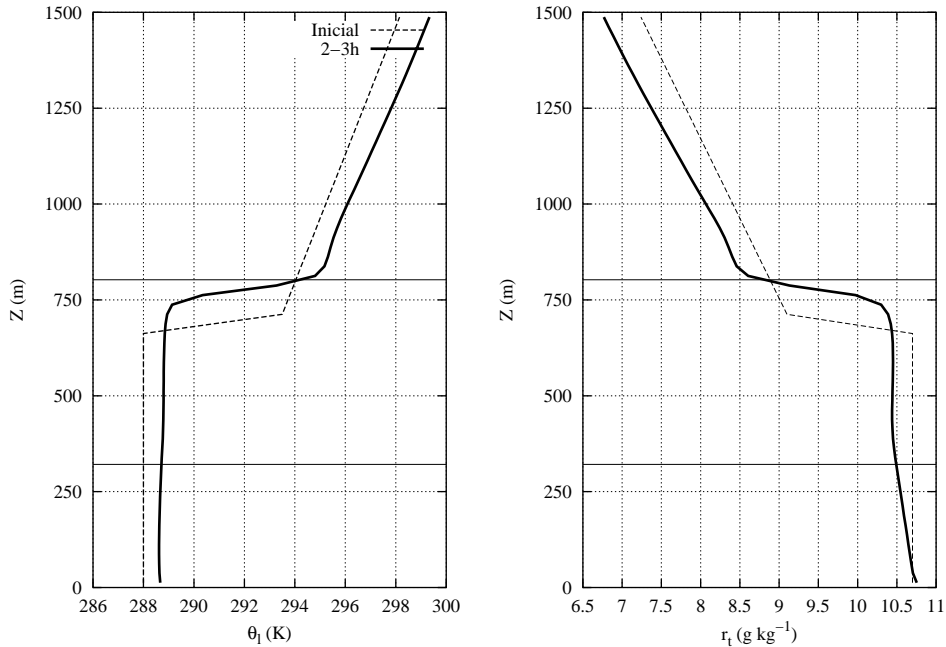
**Figura 4.4:** Recorrido de agua líquida (LWP)

La inversión crece de forma continua y aproximadamente regular, hasta alcanzar unos 790 m al final de la tercera hora de simulación, como se observa en la figura 4.3. El crecimiento de la inversión es causado por desequilibrio entre el entrainment en la cima de la nube, cuya mezcla turbulenta de pequeña escala tiende a hacer crecer a la misma y la subsidencia, que tiende a impedir ese crecimiento. Matemáticamente, la velocidad de entrainment ( $w_e$ ) se puede definir en función del crecimiento de la altura de la inversión ( $z_{inv}$ ) y de la velocidad vertical a gran escala (la subsidencia),  $w_{subs}$ , mediante la expresión

$$\frac{dz_{inv}}{dz} = w_{subs} + w_e \quad (4.10)$$

donde la subsidencia se calcula como  $w_{subs} = D \cdot z$ , siendo  $D$  la divergencia horizontal a gran escala ( $1.5 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$ ), y  $z$  la altura. Si se despeja  $w_e$  en esa ecuación se obtienen unas velocidades de entrainment de entre 1.8 y 2  $\text{cm s}^{-1}$ , para las dos horas finales de la simulación. En el apartado 4.2.6 se analiza en más detalle algunos aspectos de los procesos de entrainment. En cuanto a la cantidad total de agua, la serie del agua líquida integrada verticalmente (LWP) muestra (figura 4.4) un descenso continuo y regular en su valor. Esto significa que, considerando globalmente toda la capa límite, la evaporación de la nube por la mezcla por entrainment de aire cálido y seco por encima de la inversión supera al aporte constante y continuo de humedad y posterior condensación que proviene del suelo.

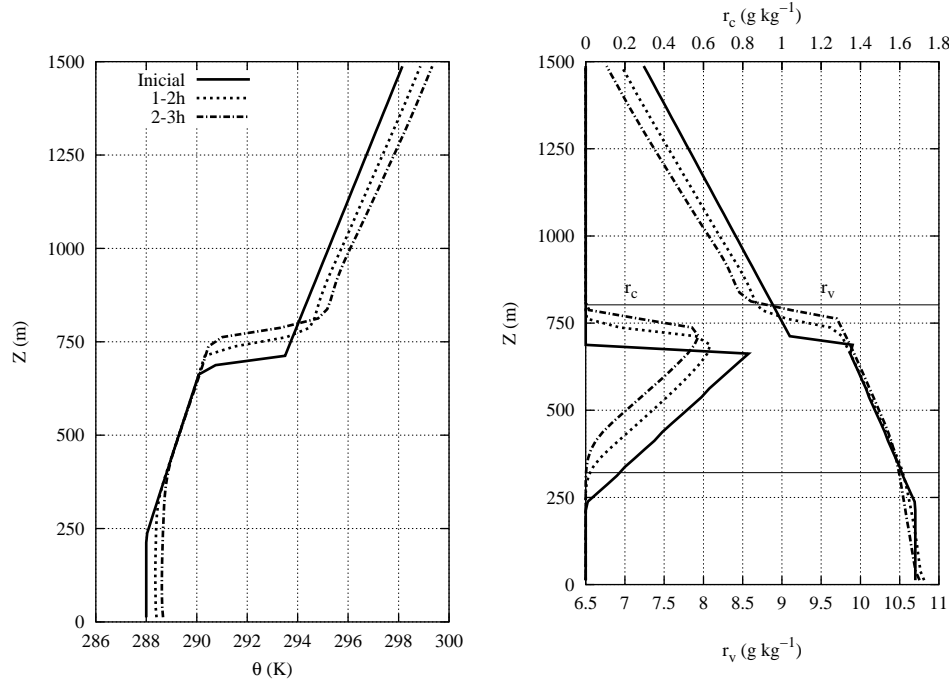
#### 4.2.2. Campos medios de la capa límite de estratocúmulos



**Figura 4.5:** Variables conservativas:  $\theta_l$  y  $r_t$ , promedios 2ª y 3ª horas

En la figura 4.5 se muestran los perfiles horarios de las magnitudes conservativas ( $\theta_l$  y  $r_t$ ). Estos muestran un valor casi constante en toda la capa, estando por tanto bien mezclada

respecto a ellas. De ahí su denominación, pues una parcela que se mueva a lo largo de la capa límite mantiene aproximadamente constante sus valores de  $\theta_l$  y de  $r_t$ . Además, su comparación frente a las observaciones en las que se basa esta simulación (Duynderke *et al.*, 1999) muestra resultados muy similares. Respecto a las variables termodinámicas no conservadas, en la figura 4.6 se muestran los promedios horarios de temperatura potencial ( $\theta$ ), vapor de agua ( $r_v$ ) y agua de nube ( $r_c$ ) para la 2ª y 3ª horas de simulación, junto con sus valores iniciales:



**Figura 4.6:** Perfiles verticales de  $\theta$  y  $r_v$  y  $r_c$ , promedios 2ª y 3ª horas

La inversión (en torno a 750 m en promedio) se puede observar claramente en los saltos de cualquiera de estas magnitudes (también en  $\theta_l$  y  $r_t$ ), así como su crecimiento a lo largo de la simulación de una manera continua y regular, como ya se mostró en el apartado anterior a través de su serie temporal. Un efecto de la mezcla turbulenta por entrainment de la cima de la nube se refleja en el gradiente vertical ligeramente subadiabático del perfil de agua de nube (el perfil adiabático corresponde a la línea continúa del perfil inicial), con un mayor desvío de la adiabaticidad cerca de la cima de la capa, donde el proceso tiene lugar en sí.

Los perfiles verticales del flujo radiativo de onda corta ( $F_l$ ) y de la cobertura nubosa ( $N$ ) (gráfica 4.7) también aportan información interesante de otros aspectos de la simulación. En (4.7.izq) se observa la estrechez de la zona cercana a la cima nubosa donde se confina la divergencia del flujo de onda larga, tomando valores ya mínimos hasta el suelo. El enfriamiento asociado (ecuación 4.7) se produce entonces en esa capa de unos 50 m en torno a la cima de la capa descrita en el apartado 2.6.3. La cobertura nubosa es completa excepto en los bordes inferior y superior de la capa. Debido al fuerte gradiente de temperatura y humedad en la cima de la nube, ésta desaparece de forma brusca, mientras que en la base de la nube es un poco más suave.



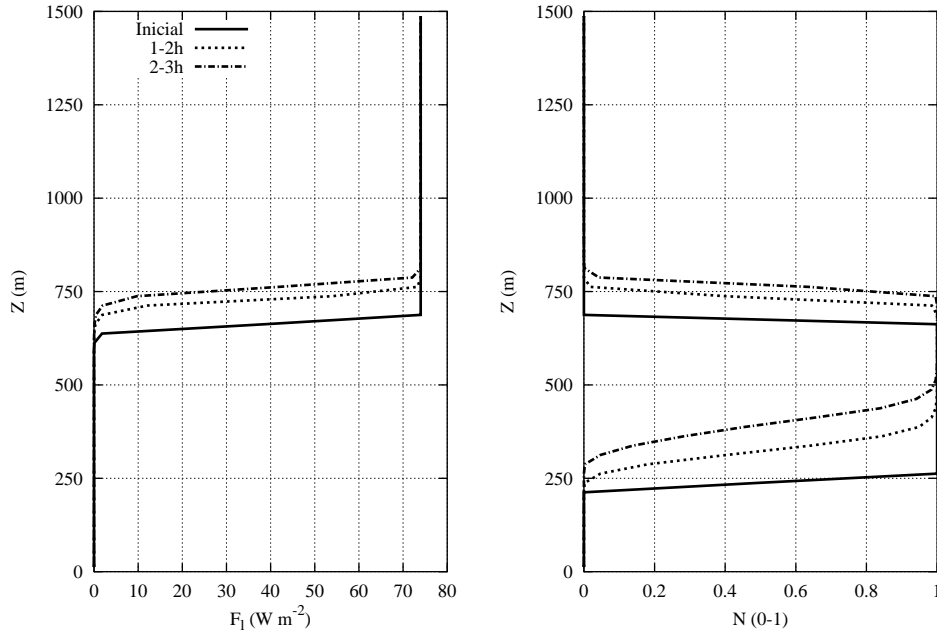


Figura 4.7: Perfiles verticales de  $F_l$  y nubosidad, promedios 2<sup>a</sup> y 3<sup>a</sup> horas

#### 4.2.3. Diagnósticos condicionados: ascensos y descensos

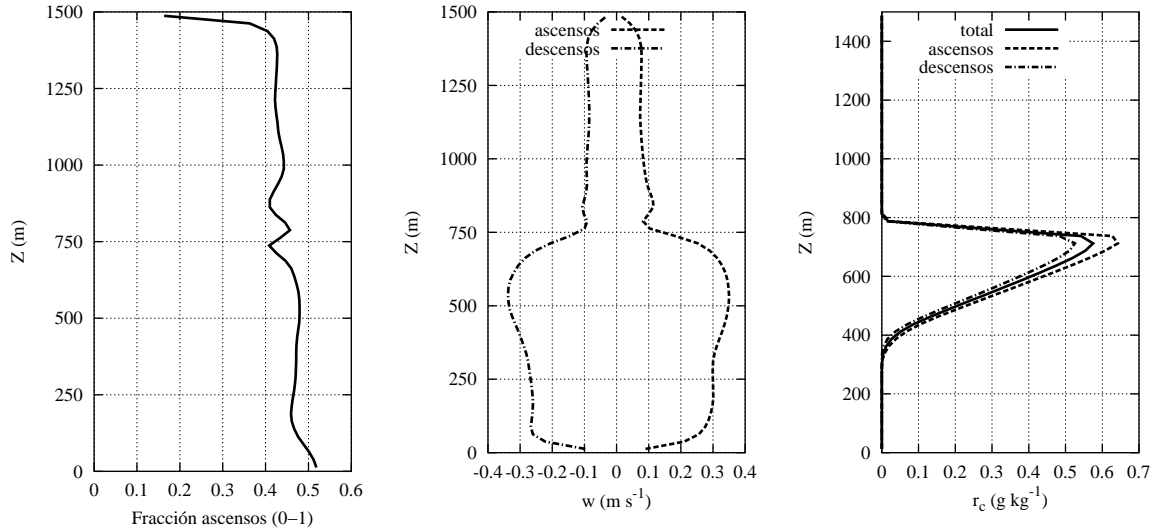


Figura 4.8: Fracción de ascensos, velocidad vertical ( $w$ ) y agua de nube ( $r_c$ ) en ascensos/descensos, promedio 3<sup>a</sup> hora

En figura 4.8.izq se muestran las áreas de ascensos y descensos, calculados respecto a la subsidencia. La fracción de ascensos oscila a lo largo de toda la capa límite en torno al 50 %, es decir, que tanto ascensos como descensos ocupan áreas similares. A partir de este diagnóstico se pueden analizar diferencias en las variables termodinámicas promediadas sólo a zonas ascendentes o descendentes, los denominados *diagnósticos condicionados* (ver apartado 3.3.2). En la figura 4.8 se muestran la velocidad vertical o la cantidad de agua líquida promediada sólo

en ascendencias o descendencias. La velocidad vertical es prácticamente simétrica, mientras que la cantidad de agua en los ascensos es ligeramente superior a los descensos. Esto es lógico, pues en los ascensos se producen las condensaciones locales, y en los descensos las evaporaciones. El estudio detallado de este tipo de diagnósticos es de especial interés para comprobar la exactitud de las parametrizaciones de flujo de masa aplicadas a una CTBL (Randall *et al.* (1992), por ejemplo). En ellas, a partir de las diferencias de las magnitudes termodinámicas entre ascensos y descensos y del flujo de masa se pueden parametrizar los diversos flujos turbulentos (aunque por ejemplo las diferencias en los campos de temperatura (no mostradas), son de unas pocas décimas de K, parece ser suficiente para esta parametrización. Por ejemplo, el trabajo de Moeng *et al.* (1992) obtiene mediante LES una expresión para el flujo de masa (ver 3.5.4) equivalentes a resultados para casos convectivos secos con los valores de ascensos y descensos. Por otra parte, estas descomposiciones permiten analizar la termodinámica de las plumas o térmicas de la capa límite nubosa (Moeng y Schumann, 1991), sus contribuciones relativas al transporte de calor, humedad y momento, y las diferencias según sea el proceso físico dominante (entrainment, flujos en superficie, enfriamiento radiativo en la cima de la nube, calor latente liberado).

#### 4.2.4. Estructura tridimensional

Como muestra de la complejidad de las estructuras de esta capa límite de estratocúmulos, se muestran en las siguientes figuras campos instantáneos al final de la 2ª hora de simulación. En la figura 4.9 se representan la base y la cima del campo de nubosidad tridimensional. Se observa cómo la inversión de su cima es tan fuerte que no existen prácticamente oscilaciones en ella, mientras que la base de la capa de estratocúmulos presenta ondulaciones mucho mayores, reflejo de las circulaciones turbulentas que mezclan toda la capa límite. En las figuras siguientes a ella, se dibujan diversos cortes bidimensionales para analizar con más detalle la estructura del estratocúmulo. En las figuras 4.10 se muestra el corte horizontal en un nivel interior de la capa nubosa ( $z=700$  m, con la inversión en 765 m) de la cantidad de agua de nube ( $r_c$ ) junto con el campo de viento horizontal (izquierda), y la TKE (derecha). La cantidad de agua fluctúa de forma apreciable respecto al valor medio que los perfiles promediados mostraban (figura 4.6). También la TKE presenta también fuertes oscilaciones, asociadas a zonas de más fuertes ascendencias o descendencias, e indirectamente por tanto, a zonas de condensación y evaporación más dinámica. En las figuras 4.11 y 4.12 se muestran cortes horizontales en un punto dado ( $X=12$ ) de las mismas magnitudes. En ellas se aprecia más claramente la existencia de una correlación significativa entre las ascendencias, máximos de agua, y mayores valores de TKE, mientras que en los descensos los valores de  $r_c$  son apreciablemente menores. Los campos de temperatura presentan variaciones de menor intensidad en sus oscilaciones que los aquí mostrados.

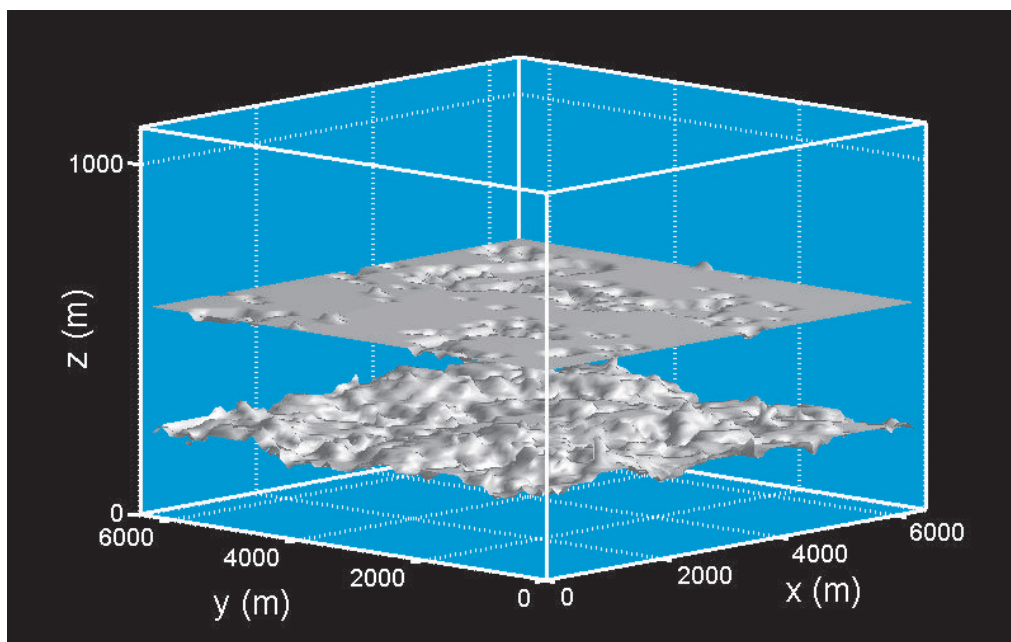


Figura 4.9: Aspecto tridimensional de la cima y base de la capa nubosa,  $t=2h$

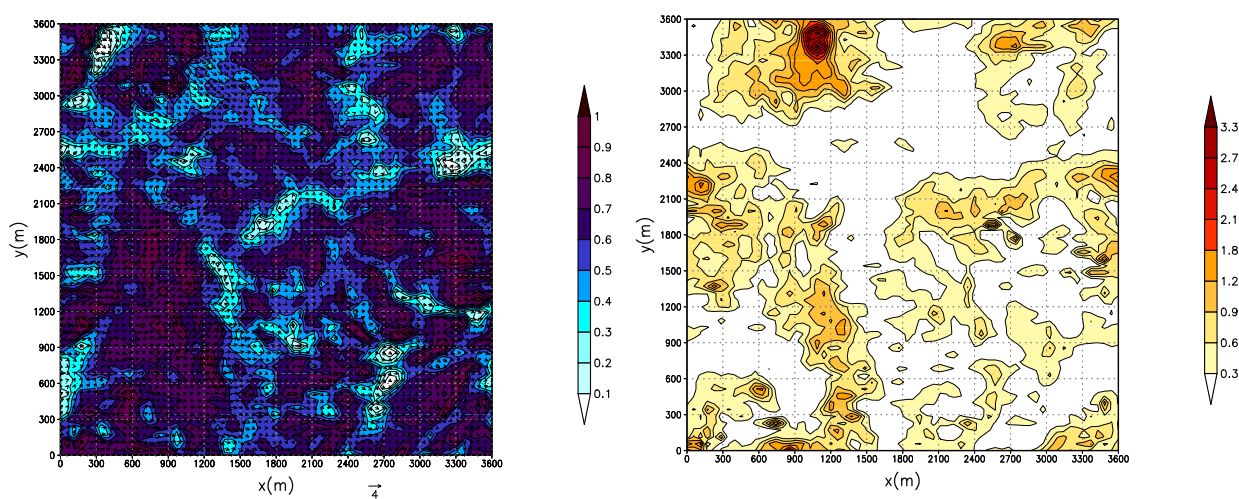


Figura 4.10: Corte horizontal (en  $z=700$  m) de TKE resuelta,  $t=2h$

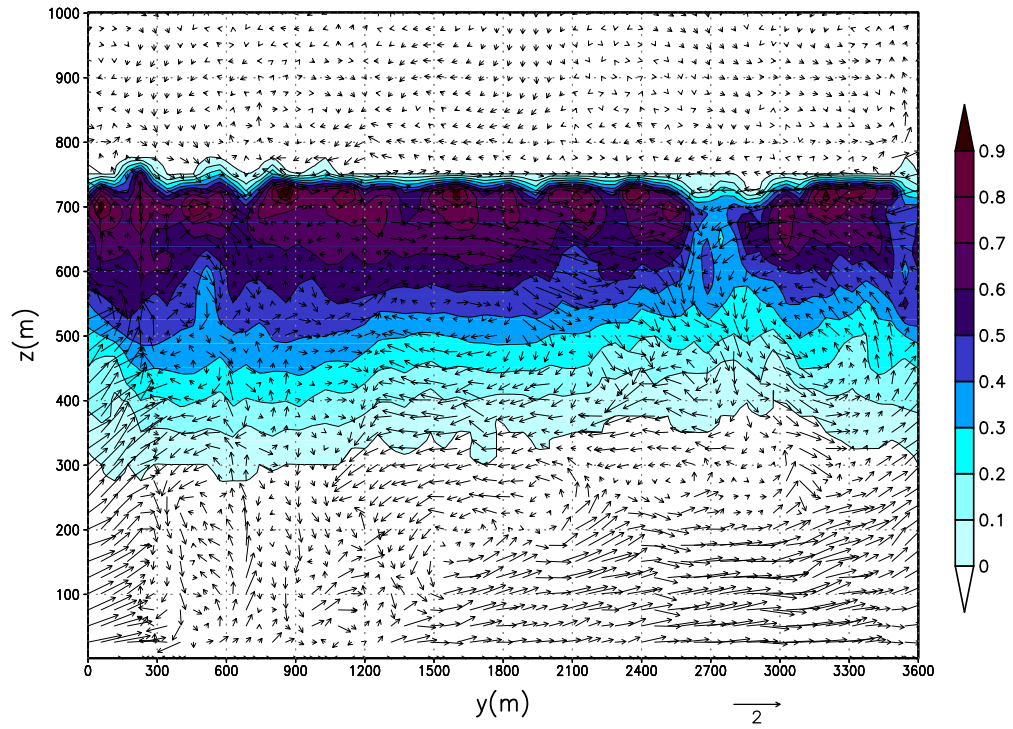


Figura 4.11: Corte vertical ( $X=12$ ) de agua de nube y velocidad ( $w; v$ ),  $t=2h$

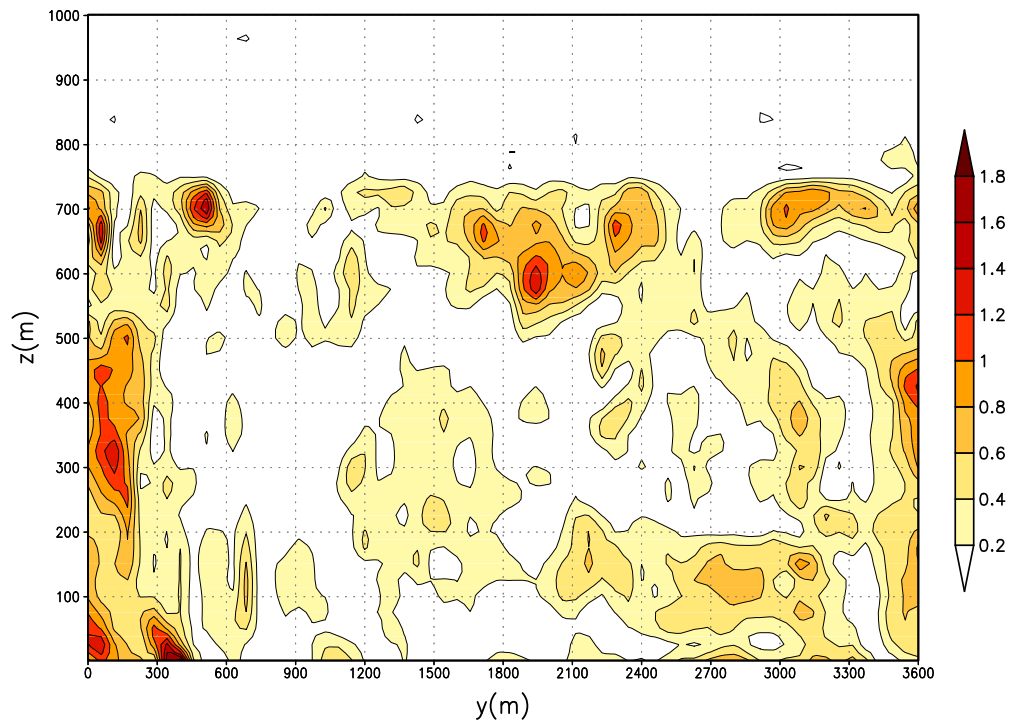
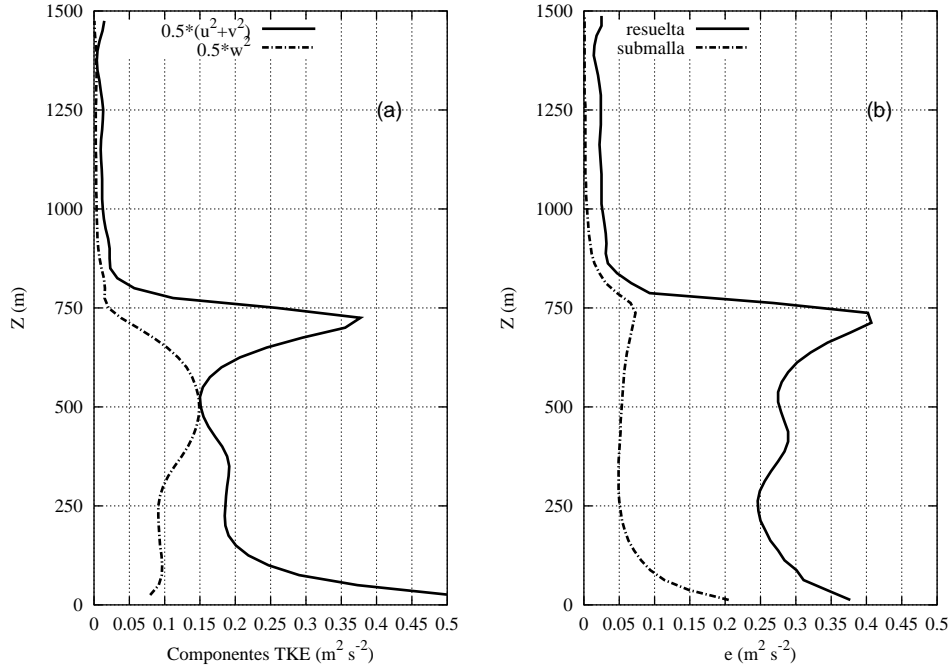


Figura 4.12: Corte vertical ( $X=12$ ) de TKE resuelta,  $t=2h$

#### 4.2.5. Descripción de la turbulencia. Asimetría



**Figura 4.13:** Perfiles verticales de TKE, promedio 3ª hora

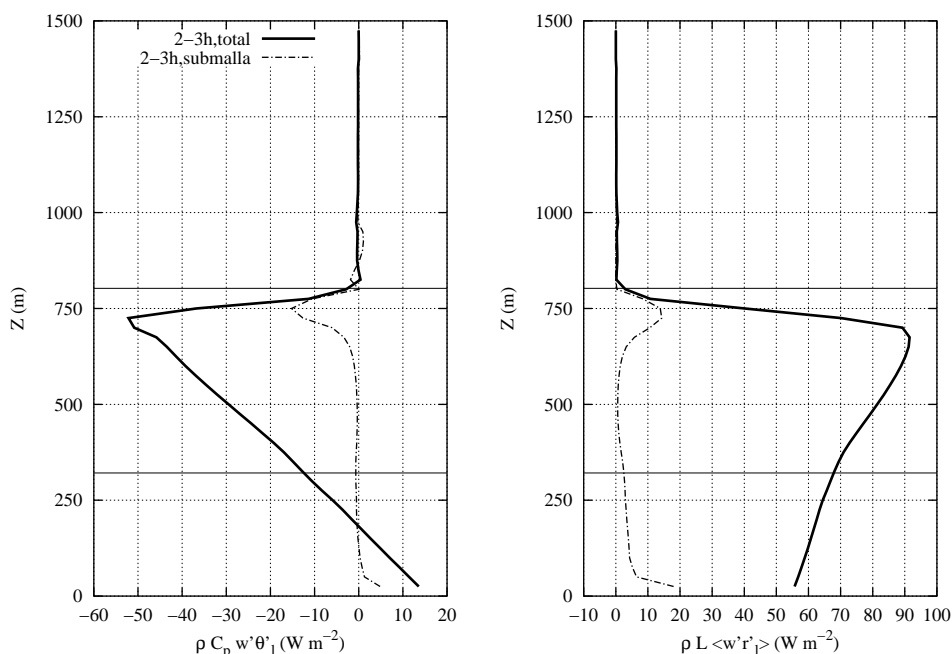
En las figuras 4.13 se muestran diferentes descomposiciones de la energía cinética turbulenta: en la 4.13.a las componentes horizontal ( $\overline{u'^2 + v'^2}$ ) y vertical ( $\overline{w'^2}$ ) totales (sumadas la parte submalla y la resuelta); y en la figura 4.13.b la energía cinética turbulenta total, separando la parte resuelta y la submalla. La componente horizontal domina claramente en las zonas que limitan la capa límite: en el suelo, y la zona de la inversión, pues ahí los movimientos verticales se ven fuertemente disminuidos, siendo entonces el movimiento y sus perturbaciones básicamente horizontales. La contribución submalla es máxima en las zonas donde los movimientos y procesos son de menor escala, de nuevo cerca del suelo o en la zona de la inversión, pues la resolución del modelo no puede llegar a ver las estructuras de menor escala explícitamente, y por tanto las debe parametrizar.

**Flujos turbulentos verticales de humedad y temperatura** Los flujos verticales de las magnitudes conservadas deben ser aproximadamente lineales (Lilly, 1968). En primera aproximación, supongamos la evolución de la temperatura conservada o la humedad total sólo dependiente de su flujo turbulento:

$$\frac{d\theta_l}{dt} \approx \left. \frac{\partial \theta_l}{\partial t} \right|_{turb} = -\frac{\partial}{\partial z}(\overline{w'\theta'_l}) \quad (4.11)$$

pero  $\theta_l$  es sólo función de  $t$  (pues al considerarse bien mezclada es constante, y por tanto independiente de  $z$ ), por lo que la derivada en  $z$  del término de la derecha es igual entonces

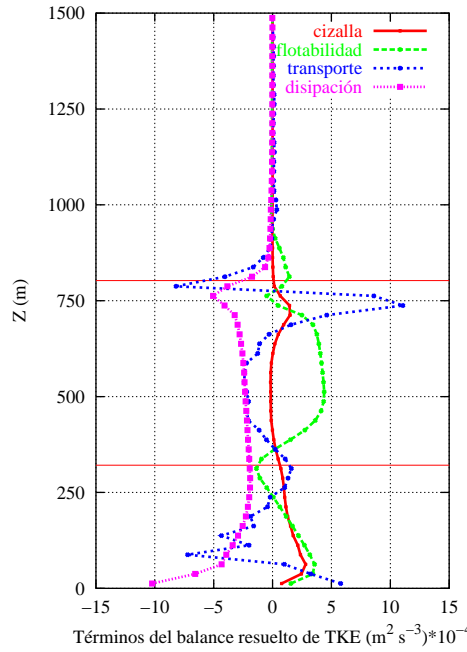
a una constante. Por tanto, al integrar esa expresión, se tiene que el flujo de esa variable es lineal con  $z$ . En las figuras 4.14 se comprueba el aceptable cumplimiento de esta aproximación. La contribución submalla a ambos flujos totales es pequeña, salvo en las zonas con procesos turbulentos de menor escala (junto al suelo y, especialmente, en la zona de la inversión).



**Figura 4.14:** Perfiles verticales de los flujos turbulentos de las variables conservadas, promedio 3<sup>a</sup> hora

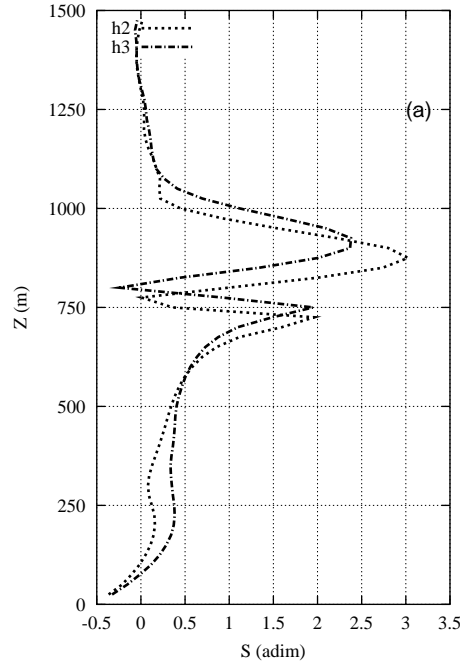
**Balance de energía cinética** La flotabilidad es el principal factor de generación de TKE en una capa límite de estratocúmulos, y su análisis informa de los procesos físicos más relevantes que intervienen. Su perfil presenta un decrecimiento lineal en toda la capa subnube desde su valor en superficie, hasta alcanzar un mínimo en la base de la nube, es decir, una estructura típica de una capa convectiva seca. Este mínimo en algunos casos puede llegar a ser negativo, indicio de un potencial desacople entre la capa nubosa y la capa seca inferior: si la flotabilidad es negativa, significa que hay una barrera para el ascenso de una parcela que provenga desde el suelo, o del descenso de una parcela proveniente de la nube (proceso ya descrito en el apartado 2.7). Numerosos estudios (Turton y Nicholls, 1987; Bretherton y Wyant, 1997; Wyant *et al.*, 1997; Stevens, 2000) analizan el desacople de la capa de estratocúmulos a partir del perfil de flotabilidad. Por encima, en el interior de la capa nubosa la flotabilidad presenta valores máximos para toda la capa límite, resultado del calor latente liberado en la condensación. Finalmente, en la zona de la inversión se observa otro mínimo, de valor negativo, asociado a los procesos de entrainment (causado por la mezcla de aire seco y más caliente con el aire saturado del interior de la nube que genera el enfriamiento por evaporación). La cizalla, que por definición es siempre generadora de TKE, sólo muestra valores significativos cerca del suelo y en la zona de la cima de la nube, pues se trata de zonas

con importante gradiente vertical de la velocidad horizontal del viento, bien por la presencia de una barrera física (el suelo), bien por un cambio termodinámico importante (la inversión en la cima). El transporte turbulento (sumadas las componentes de correlación de presión y el transporte directo de TKE, términos IV y V de la ecuación 3.36) tiende a ser opuesto a la generación por flotabilidad, especialmente en el interior de la nube. Es un mecanismo de redistribución de energía a toda la capa límite, lo que ayuda al mantenimiento de un estado de buena mezcla a toda la capa (Nicholls, 1984). Globalmente, la flotabilidad prácticamente equilibra la disipación y el transporte total, pues como ya se describió en el apartado 4.2.1, la TKE total permanece aproximadamente estacionaria a lo largo de la simulación.



**Figura 4.15:** Términos del balance de TKE, promedio 3ª hora

**Coefficiente de asimetría** El coeficiente de asimetría ( $S = \frac{\overline{(w'^3)}}{\overline{(w'^2)}^{3/2}}$ ), es un parámetro que informa sobre la relación entre las corrientes ascendentes y descendentes. Así, cuando  $S$  es positivo las corrientes ascendentes son más intensas (mayor  $\overline{w'^3}$ ) y ocupan un área más estrecha, y viceversa (de Roode y Duynkerke, 1997). En la figura 4.16 se puede ver cómo los ascensos dominan en toda la capa nublada, con un máximo un poco antes de la cima de la nube (pocos ascensos, pero muy vigorosos). Por encima, en la inversión, toma rápidamente valores ligeramente negativos, ya que entonces dominan los descensos asociados al enfriamiento radiativo de la cima de la nube frente a las ascendencias que penetran en la inversión. En las observaciones de ASTEX (de Roode y Duynkerke, 1996, 1997) se observa también un máximo secundario de  $S$  en la mitad de la capa límite. Si los flujos en superficie fueran comparables al enfriamiento radiativo (típico de una capa límite seca) el proceso sería el inverso, mostrando un máximo de  $S$  cerca del suelo, pues sería ahí donde se generan los ascensos que finalmente



**Figura 4.16:** Coeficiente de asimetría ( $S$ ), promedios 2ª y 3ª horas

controlan la dinámica de toda la capa límite. Bougeault y André (1986) obtienen un máximo análogo en la cima de la nube (para  $\overline{w'^3}$ ), mostrando valores negativos de la mitad de la nube hacia abajo, que ellos explican como un transporte hacia arriba y hacia abajo de la TKE generada dentro de la nube, consistente con los datos experimentales de Nicholls y Leighton (1986)

#### 4.2.6. Otros aspectos de la simulación LES

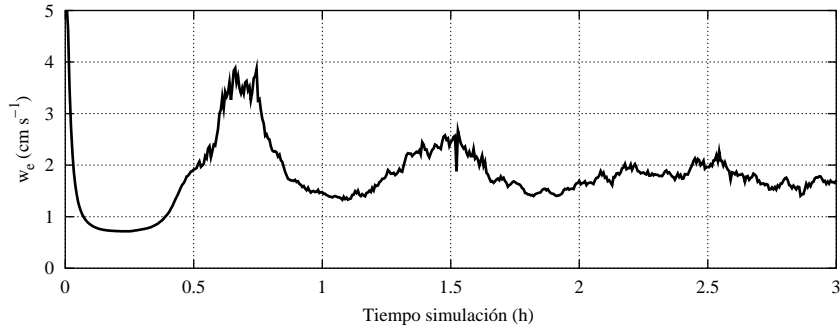
**Entrainment** En la gráfica 4.17 se muestra la velocidad de entrainment “instantánea”, (calculada en cada paso de tiempo). Aunque a efectos de representatividad sólo deben ser considerados los promedios a 1 hora o superiores, estos valores instantáneos sirven para mostrar, incluso mediante este parámetro tan complejo, la estacionariedad que la simulación alcanza a partir de la segunda hora. Los valores de  $w_e$  son regulares a partir de ese momento, en torno a  $2 \text{ cm s}^{-1}$ . Deardorff (1976), para una capa límite convectiva seca, propuso la siguiente expresión como expresión de escala para el entrainment:

$$\frac{w_e}{w_*} = \frac{A}{R_{iw_*}} \quad (4.12)$$

$$R_{iw_*} = \frac{(g/\theta_0)\Delta\theta_v z_{inv}}{w_*^2} \quad (4.13)$$

siendo  $R_{iw_*}$  un número de Richardson convectivo, que depende del salto de temperatura virtual en la inversión ( $\Delta\theta_v$ ), de la altura de la misma ( $z_{inv}$ ), y de la flotabilidad integrada a



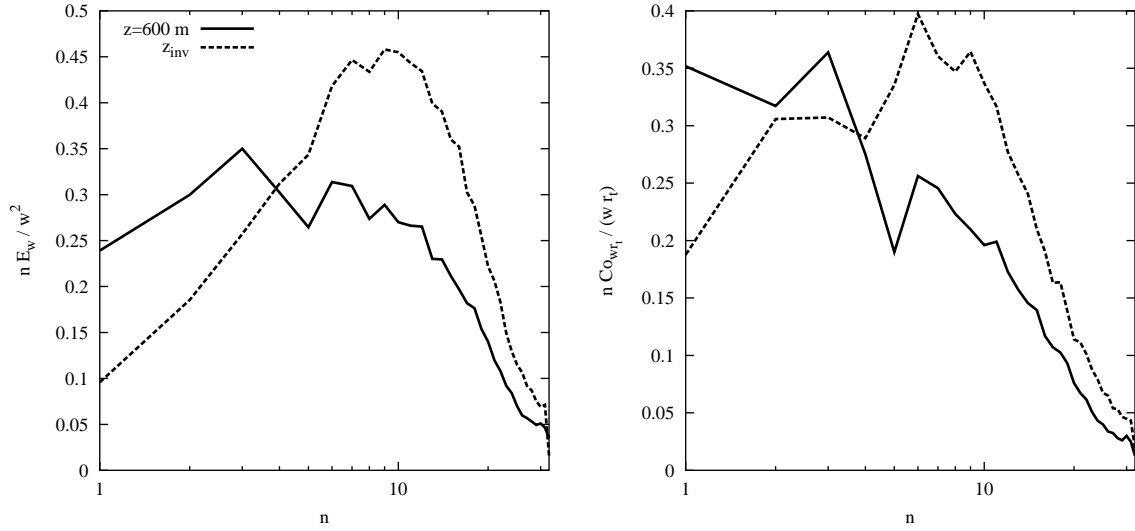


**Figura 4.17:** Velocidad de entrainment instantánea

toda la capa ( $w_*$ ), conocida como *velocidad convectiva de escala*. Frente al relativo consenso para una capa convectiva seca de un valor de  $A \simeq 0.2$  (apartado 3.5.2), al aplicar esta relación de escala a una capa límite de estratocúmulos, nuestros resultados y los demás modelos de la intercomparación (Duynkerke *et al.*, 1999) muestran valores un orden de magnitud superiores, ( $A=5.21$  en el promedio de la tercera hora), lo que cuestiona la validez de esta aproximación para una CTBL. VanZanten *et al.* (1999) estudian este cierre de forma exhaustiva, y concluyen que esta parametrización no es adecuada en este tipo de capa límite (ver apartado 3.5.2). Stevens *et al.* (2000) analizan los factores tanto numéricos como físicos que controlan el ritmo de entrainment en la cima de los estratocúmulos, llegando a resoluciones de 4 m en la vertical, e incluso con esos valores, los movimientos responsables del entrainment no son todavía resueltos. Además obtienen una dependencia del ritmo de entrainment de los aspectos numéricos (esquema de advección y detalles del esquema submalla) mayor que del aumento de resolución realizado.

#### 4.2.7. Espectros

Los espectros espaciales informan de las estructuras que aparecen en el dominio de la simulación. En las figuras 4.18 se muestran los espectros espaciales de la velocidad vertical  $w$ , el coespectro de  $w$  con la humedad total  $r_t$ . Se calculan a partir de sus campos tridimensionales en cada paso de tiempo, que se promedian en la dirección  $y$ , calculando entonces la transformada de Fourier en la dirección  $x$ . Este espectro se promedia temporalmente para cada hora. Se muestran el espectro a 600 m (representativo de un nivel intermedio dentro de la capa de estratocúmulos) y otro a la altura de la inversión, en torno a 800 m, para la 3ª hora de simulación. En el espectro de  $w$  en mitad de la capa nubosa (figura 4.18.izq, línea continua) se ve que los remolinos más energéticos tienen un tamaño similar a la altura de toda la capa límite ( $n \sim 5 \Rightarrow d = 3200 \text{ m}/5 \sim 700 \text{ m}$ ), es decir que los remolinos turbulentos que se encargan de mezclar toda la capa tienen una dimensión horizontal similar a la vertical. Sin embargo, el coespectro con la humedad total (figura 4.18.dcha, línea continua), muestra que las estructuras que transportan esta magnitud son de mayor tamaño, prácticamente de todo el dominio horizontal ( $n=1$  a 4, es decir tamaños de casi el tamaño del



**Figura 4.18:** Espectros adimensionalizados de la velocidad vertical  $w$  (izq) y el coespectro  $w r_t$  (dcha) en 600 m y a la altura de la inversión ( $z_{inv}$ )

dominio horizontal, 3200m). Este resultado ya fue mostrado por Jonker *et al.* (1999), donde se analizaban estructuras mesoescalares mediante LES en una capa límite convectiva seca, y se observó que mientras la velocidad estaba dominada por estructuras microescalares (el espesor de la capa límite), los escalares pasivos lo eran prácticamente siempre (excepto en algunas simulaciones con combinaciones muy concretas de entrainment y flujos superficiales) por estructuras mesoescalares (el tamaño del dominio horizontal), que además aumentaban con el tiempo, frente a la estacionariedad en  $w$ . Duynkerke *et al.* (1999) recalcularon esta simulación sobre un dominio el doble de grande, obteniendo resultados similares. Esta diferencia en las escalas predominantes entre las magnitudes dinámicas y los escalares es un resultado para el cual no existe explicación en la actualidad (Jonker *et al.*, 1999). En la zona de la inversión ( $z_{inv}$ ), los remolinos que más contribuyen a la varianza de la velocidad vertical son ahora mucho menores, en torno a 300 m ( $n \sim 10$ ), la mitad del espesor de la capa límite. Pero la covarianza con la humedad total muestra que incluso ahí las escalas que influyen más siguen siendo de mayor tamaño que los de la velocidad vertical ( $n \sim 6-7$ ). Estos diagnósticos permitirían analizar con más detalle las escalas que energéticamente más contribuyen a los procesos de entrainment. En los espectros cerca de suelo (no mostrados) se ve que tanto en la velocidad vertical como en la covarianza con la humedad, dominan las escalas pequeñas, pues tan cerca de un límite físico como la superficie, los remolinos turbulentos deben ser de pequeño tamaño.

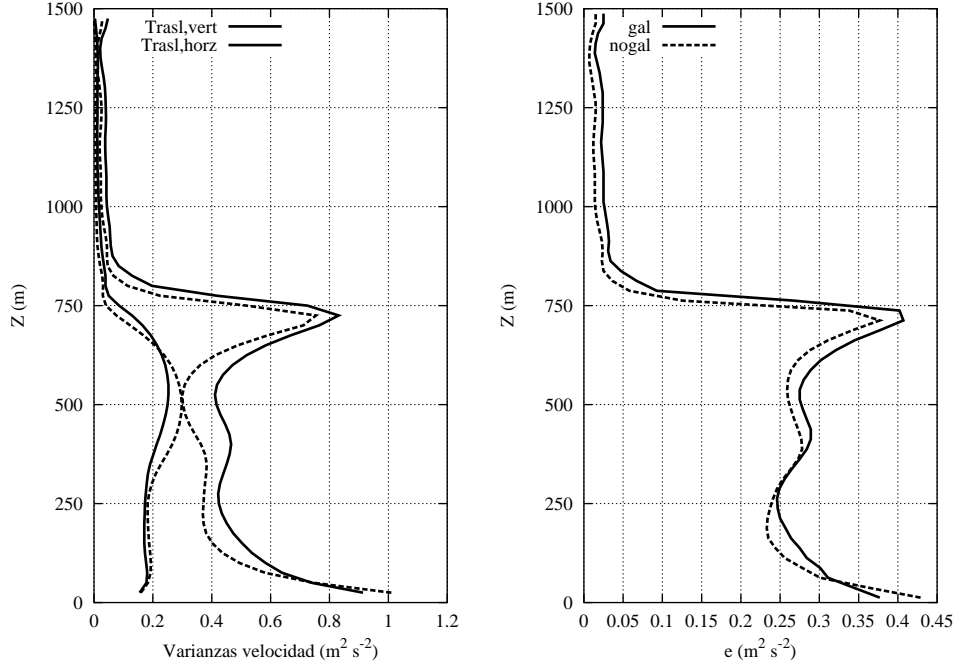
### 4.3. Pruebas de sensibilidad de la simulación

**Traslación galileana** Los resultados mostrados han sido obtenidos tras realizar una traslación al campo de velocidad de valor constante e igual al viento geostrófico, para que los valores

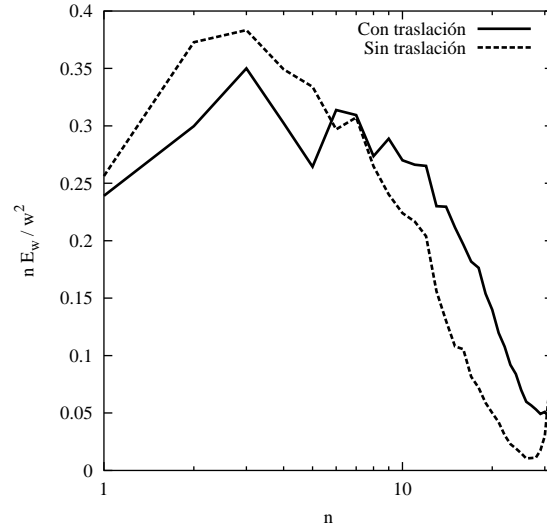
absolutos que el modelo emplea ( $u_{trasl}, v_{trasl}$ ) sean lo más pequeños posibles:

$$u_{trasl} = u - u_{gal} ; u_{gal} = u_g = -3 \text{ m s}^{-1} \quad (4.14)$$

$$v_{trasl} = v - v_{gal} ; v_{gal} = v_g = -10 \text{ m s}^{-1} \quad (4.15)$$



**Figura 4.19:** Términos de TKE, con y sin traslación galileana, promedio 3ª hora

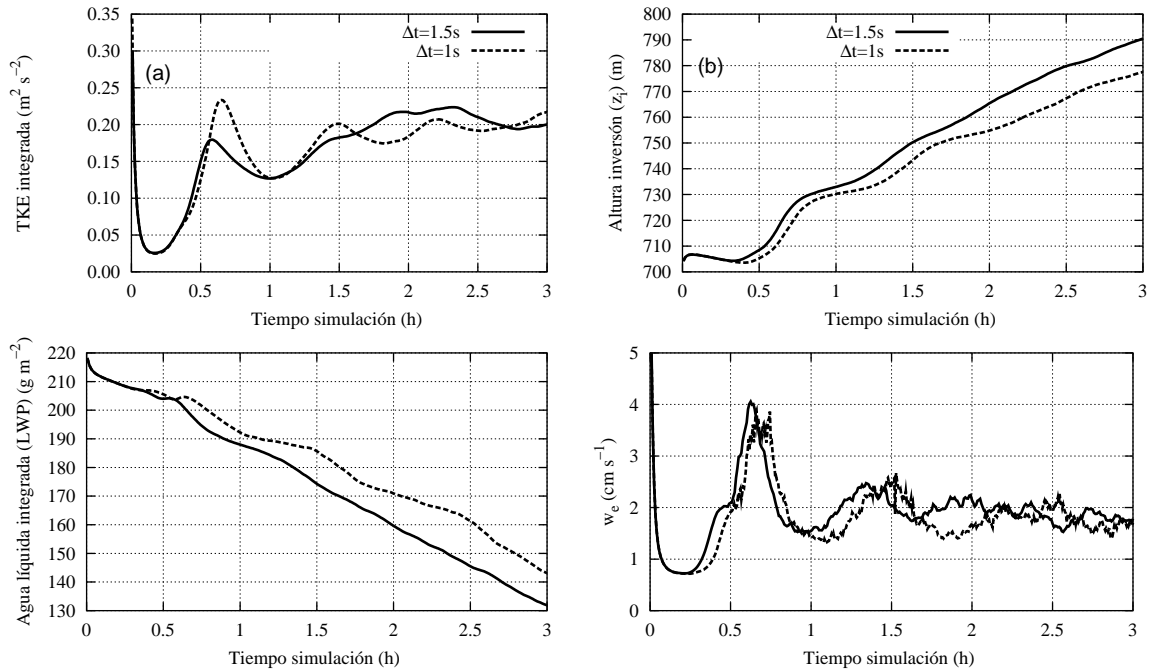


**Figura 4.20:** Espectro de  $w$  con y sin traslación galileana, promedio 3ª hora

Las ecuaciones de evolución del viento son invariantes bajo este cambio de variable (Cuxart, 1997). No obstante, se observan algunas pequeñas diferencias: en la figura 4.19 se puede ver cómo sin traslación galileana, la componente horizontal de la varianza del viento tiene valores

superiores respecto a los valores con traslación, igualando prácticamente a la componente vertical a mitad de capa límite (en torno a 500 m). La TKE (varianza total), muestra valores sólo ligeramente superiores con la traslación galileana, pues una componente compensa a la otra. En la serie integrada de TKE (no mostrada) las diferencias son todavía más pequeñas. El espectro de la velocidad vertical (figura 4.20) también muestra algunas diferencias. Al descomponer las contribuciones de las diferentes escalas a la varianza total de  $w$ , que se obtiene por la suma a todas los números de onda  $n$ , se puede observar cómo a mitad de la capa nubosa (600 m), si no se realiza la traslación galileana se observa un máximo relativo muy cerca de la frecuencia más alta ( $n=32$ ), correspondiente a tamaños cercanos a la resolución de la simulación, mientras que en otras escalas la energía espectral es un poco menor. Aunque en esa altura la varianza total es similar (figura 4.19), las escalas espaciales en las que se distribuye son entonces diferentes. Una posible explicación a estas diferencias podría estar relacionada con los valores absolutos de viento menores, pues éstos pueden reducir algo los errores de truncamiento, reflejándose únicamente de forma apreciable en las perturbaciones asociadas al campo de viento.

**Paso de tiempo** Aunque los resultados de este capítulo se encuentran dentro de las condiciones de estabilidad numérica del paso de tiempo y la resolución espacial, se realizaron pruebas de sensibilidad al paso de tiempo, reduciendo de  $\Delta t = 1.5$  s a  $\Delta t = 1$  s. Los resultados muestran sólo pequeñas diferencias no significativas (figuras 4.21): la inversión crece un poco más que con un paso de tiempo inferior, dando lugar a una cantidad total de agua algo menor (no se muestra), pero con un ritmo de entrainment muy parecido.



**Figura 4.21:** Series temporales, pruebas de sensibilidad al paso de tiempo

**Capa de absorción** Para evitar ruidos sobre los campos principales del modelo, asociados a posibles ondas generadas en la cima del modelo, se suele prescribir una atenuación de cualquier señal sobre los últimos niveles verticales mediante una capa de absorción. Esto produce generalmente unos perfiles irrealistas en esa capa superior, aunque sin ningún efecto sobre la zona de la capa límite. Si se deja que el modelo evolucione libremente en esa capa superior, se comprobó que no tenía un impacto significativo sobre los resultados de la simulación en la zona de interés.

## 4.4. Conclusiones

- La simulación LES de una capa de estratocúmulos estacionaria reproduce de forma realista los aspectos físicos más importantes que controlan su dinámica: el entrainment en su cima y el enfriamiento radiativo de onda larga.
- La comparación frente a observaciones, y frente a otros modelos LES de este caso (Duynkerke *et al.*, 1999) es razonablemente coincidente, especialmente en los campos medios que son más fáciles de medir.

## Capítulo 5

# Simulación LES de cúmulos someros de cobertura baja (caso BOMEX)

### 5.1. Introducción. Interés y descripción de la simulación

En este capítulo se presentan los resultados de una simulación de una capa de cúmulos someros basada en los datos de la campaña observacional BOMEX (Holland y Rasmusson, 1973), comentada en el apartado 2.5.2. La razón para elegir BOMEX como base para esta simulación es porque se trata de un caso típico de cúmulos de los alisios, representativo de muchas zonas del globo. No obstante, se trata de una campaña no específicamente orientada al estudio de los campos nubosos y la turbulencia, por lo que sólo se pudo comparar las salidas de los modelos frente a las magnitudes medias y balances globales de masa y energía. A pesar de ello, debido a su carencia de complicaciones mesoescalares, sin presencia de transiciones hacia o desde estratocúmulos, sin precipitación apreciable, y alcanzando un apreciable estado estacionario, este caso fue elegido entonces por su sencillez para formar parte (como la del capítulo anterior) de los ejercicios de intercomparación entre modelos (GCSS-WG1). Los resultados principales se encuentran publicados en una página web<sup>1</sup>, y en el artículo (Siebesma *et al.*, 2002), incluyendo los resultados que se muestran en este capítulo. En Sommeria (1976) y, sobre todo en Siebesma y Cuijpers (1995) se realizan estudios numéricos de un caso muy similar al BOMEX aquí mostrado.

**Interés del caso** Por sus características sencillas y estacionarias, a pesar del limitado número de observaciones, este caso constituye un banco de pruebas muy interesante para el estudio numérico de cúmulos de capa límite, de ahí que se escogiera como caso de referencia para emplearlo en la intercomparación entre modelos LES. Además es un caso muy interesante para estudiar las diferentes parametrizaciones de cúmulos someros, de difícil comparación frente a observaciones, por su escasez y complejidad de procesos presentes.

---

<sup>1</sup>Caso BOMEX, 4º GCSS: <http://www.knmi.nl/~siebesma/gcss/bomex.html>, ver Apéndice B

**Condiciones sinópticas** Esta simulación parte de las condiciones de gran escala observadas en la campaña observacional BOMEX en su periodo 3 (del 22 al 26 de Junio de 1969) en un área de  $500 \times 500 \text{ km}^2$  cerca de las islas Barbados ( $15^\circ\text{N}$ ,  $56^\circ\text{O}$ ), periodo en el que se midieron únicamente cúmulos someros sin precipitación en condiciones no perturbadas, con una clara inversión de los alisios. A partir de medidas de radiosondeos y barcos se midieron fundamentalmente balances de humedad y calor para ese área cuadrada, así como los datos de subsidencia, valores de los flujos en superficie y los perfiles iniciales.

**Dominio de la simulación** Para la simulación tridimensional LES, se propone un dominio de  $64 \times 64 \times 75$  puntos, con una resolución horizontal de  $\Delta x = \Delta y = 100 \text{ m}$ , mientras que vertical se tiene una resolución de  $\Delta z = 40 \text{ m}$ . El área total del dominio de simulación es entonces de  $6400 \times 6400 \text{ m}^2$  en la horizontal, llegando hasta una altura de  $3000 \text{ m}$ .

**Forzamientos en superficie** Se prescriben flujos constantes para toda la simulación, basados en los datos medidos en ese periodo, a partir de los análisis detallado del estado estacionario (Siebesma y Cuijpers, 1995), eligiéndose entonces los siguientes valores:

$$(\overline{w'\theta'})_s = (\overline{w'\theta'_t})_s = 8 \cdot 10^{-3} \text{ Km s}^{-1} \approx 9.7 \text{ W m}^{-2} \quad (5.1)$$

$$(\overline{w'r'_t})_s = 5.2 \cdot 10^{-5} \text{ m s}^{-1} \approx 156 \text{ W m}^{-2} \quad (5.2)$$

$$u_* = 0.28 \text{ m s}^{-1} \quad (5.3)$$

Los flujos de momento en superficie se obtienen a partir de esa velocidad de fricción  $u_*$ , y los valores de viento en el primer nivel del modelo  $(u_1, v_1)$  (parametrización equivalente a la del caso EUA) mediante

$$(\overline{w'u'})_s = -\frac{u_1}{\sqrt{u_1^2 + v_1^2}} u_*^2 \quad (5.4)$$

$$(\overline{w'v'})_s = -\frac{v_1}{\sqrt{u_1^2 + v_1^2}} u_*^2 \quad (5.5)$$

**Otros forzamientos** Además de los flujos en superficie, se prescribe una velocidad de subsidencia  $w_{subs}$  dependiente de  $z$  mediante la siguiente expresión:

$$w_{subs} = \begin{cases} 0 < z < 1500 & (-0.0065 \frac{z}{1500}) \text{ (m s}^{-1}\text{)} \\ 1500 < z < 2100 & (-0.0065 + 0.0065 \frac{z-1500}{2100-1500}) \text{ (m s}^{-1}\text{)} \\ z > 2100 & 0 \end{cases} \quad (5.6)$$

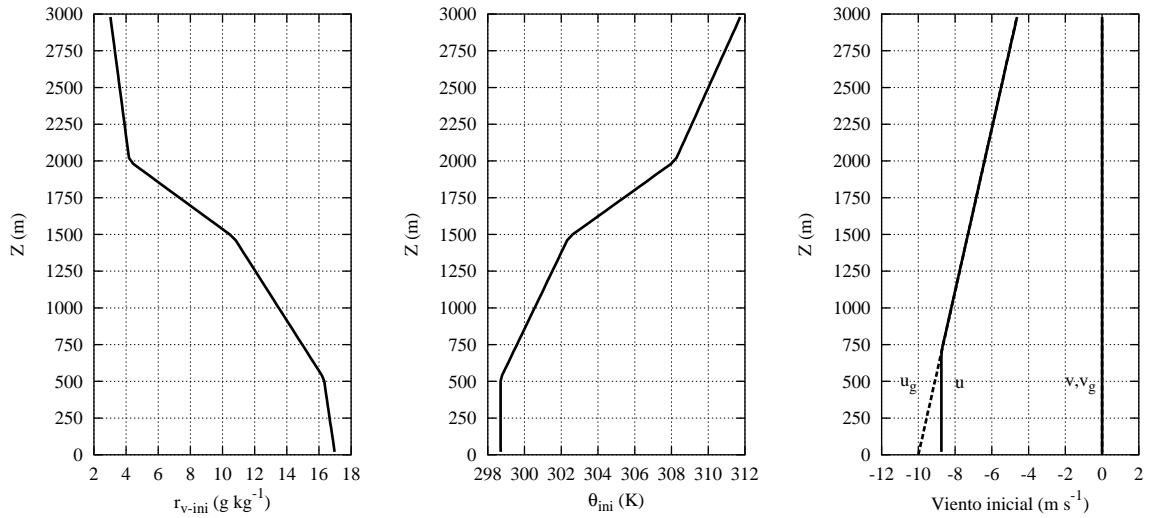
que reproduce una subsidencia creciente hasta la inversión inicial (en torno a  $1500 \text{ m}$ ), para luego decrecer hasta hacerse nula por encima de  $2100 \text{ m}$ . Además, para reproducir las condiciones de gran escala observadas en ese periodo obtenidas en los balances medidos por Holland y Rasmusson (1973), se prescriben una tendencias de gran escala muy simples: una para la humedad, asociada a una advección a gran escala, y otra para la temperatura, que pretende

reproducir el enfriamiento radiativo de onda larga global en aire claro, pues por la baja cobertura nubosa observada, se desprecia el efecto explícito de las nubes sobre ella. Estudios de sensibilidad de Jiang y Cotton (2000) confirman el correcto comportamiento de estas simplificaciones de los forzamientos. Los valores de las tendencias son:

$$\left. \frac{dr_t}{dt} \right|_{adv} = \begin{cases} 0 < z < 300 & -1.2 \cdot 10^{-8} \text{ (s}^{-1}\text{)} \\ 300 < z < 500 & -(1.2 \cdot 10^{-8} - 1.2 \cdot 10^{-8} \frac{z-300}{500-300}) \text{ (s}^{-1}\text{)} \\ z > 500 & 0 \end{cases} \quad (5.7)$$

$$\left. \frac{d\theta_l}{dt} \right|_{rad} = \begin{cases} 0 < z < 1500 & -2.315 \cdot 10^{-5} \text{ (K s}^{-1}\text{)} \\ 1500 < z < 2500 & -(2.315 \cdot 10^{-5} - 2.135 \cdot 10^{-5} \frac{z-1500}{2500-1500}) \text{ (K s}^{-1}\text{)} \\ z > 2500 & 0 \end{cases} \quad (5.8)$$

**Perfiles iniciales** A partir de las mediciones antes comentadas, los perfiles iniciales de viento, humedad y temperatura que se prescriben son los siguientes:



**Figura 5.1:** Perfiles iniciales de humedad, temperatura y viento

Se puede observar, por ejemplo, en el perfil de temperatura, la estructura termodinámica característica de este tipo de capa límite con cúmulos (apartado 2.3), con una capa bien mezclada cerca del suelo, por encima una capa condicionalmente inestable, en la que se desarrollarán las nubes cúmulo, y más arriba una inversión que limita verticalmente su crecimiento, de ahí su catalogación como nubes someras. Se prescribe también un desajuste en el viento y su valor geostrófico (por debajo de 500 m), de manera que se generará un forzamiento asociado al término de Coriolis en esos niveles bajos. Inicialmente no existe agua de nube, por lo que la variable conservativa  $\theta_l$  coincide con  $\theta$ .



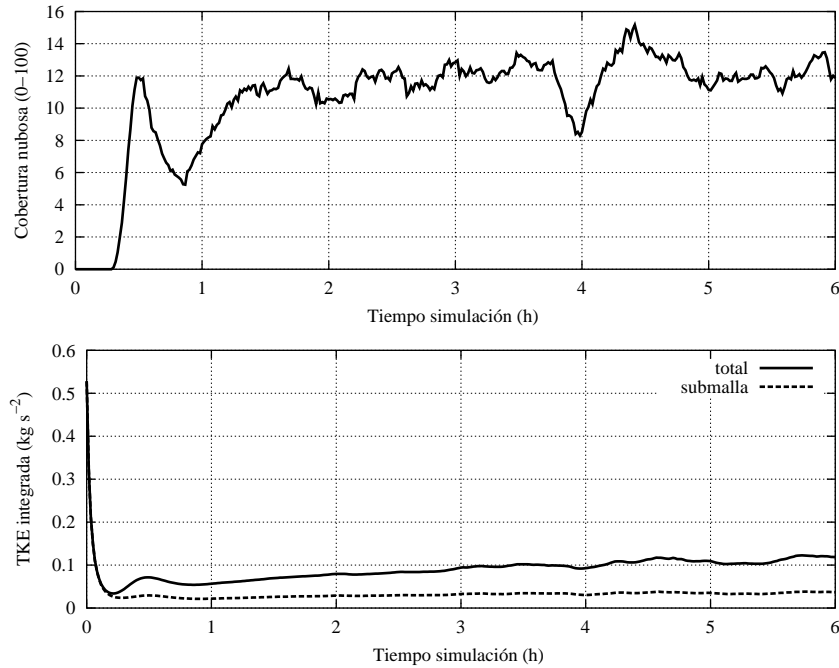
**Otros aspectos de la inicialización** Para iniciar los movimientos turbulentos en el LES, se prescribe un ruido blanco sobre los perfiles iniciales de amplitud  $\pm 0.1\text{K}$  para la temperatura, y de  $\pm 2.5 \cdot 10^{-5} \text{kg kg}^{-1}$  para la humedad, ambos hasta una altura de 1600 m (40 primeros niveles). Se introduce una energía cinética turbulenta inicial del tipo  $e_{ini} = 1 - z/3000 \text{m}^2 \text{s}^{-2}$ , es decir,  $1 \text{m}^2 \text{s}^{-2}$  junto al suelo, decreciendo linealmente hasta 0 en la cima del dominio. Otros parámetros son  $f = 0.376 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$  ( $15^\circ\text{N}$ ), y la presión en superficie  $p_{surf} = 1015 \text{hPa}$ .

## 5.2. Resultados

La duración de la simulación es de 6 horas, con un paso de tiempo de  $\Delta t = 4 \text{s}$ . El periodo temporal para los promedios de los diferentes estadísticas y diagnósticos serán las 3 últimas horas. La elección de este periodo se analiza más adelante en el capítulo.

### 5.2.1. Estacionariedad. Series temporales

Las siguientes figuras de series temporales muestran el grado de estacionariedad alcanzado por esta simulación:



**Figura 5.2:** Series temporales de nubosidad y TKE

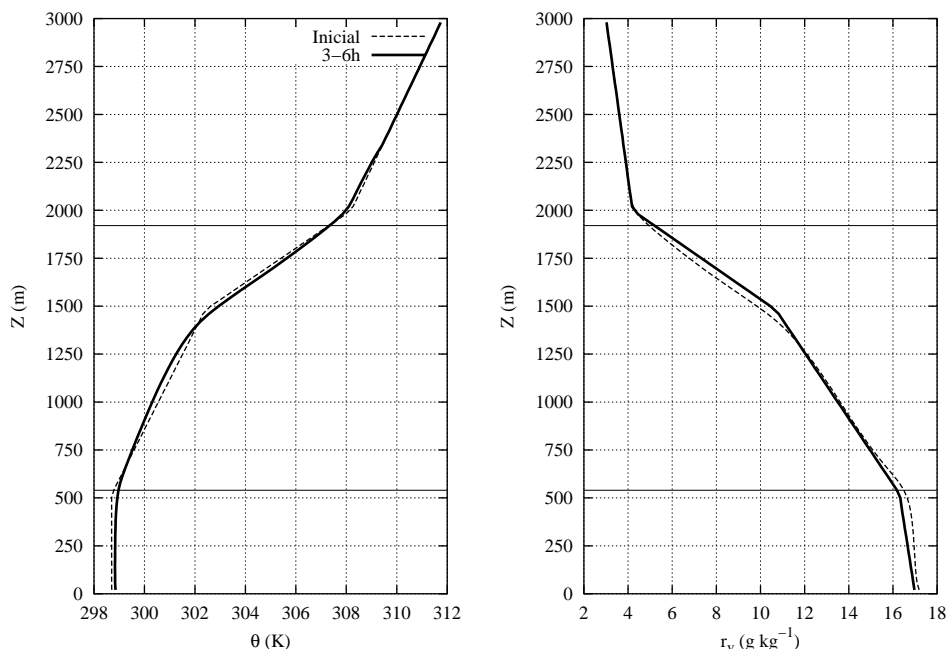
En la figura 5.2 (arriba) se puede observar cómo durante la primera hora y media la cobertura nubosa muestra un proceso de aparición y ajuste. (Siebesma *et al.*, 2002) lo analizan de la siguiente forma: la nubosidad no aparece hasta transcurrida media hora de simulación, porque la turbulencia resuelta horizontal no es capaz de generar la suficiente variabilidad en

temperatura y humedad como para crear nubes. El primer pico de nubosidad se produce por la irrupción masiva y simultánea de celdillas nubosas. Una media hora después (correspondiente al tiempo característico los remolinos turbulentos (*eddy turnover time*)) muchos de ellos se evaporan a la vez, creando ese mínimo de cobertura. A lo largo de la segunda hora se va alcanzando el equilibrio y, por tanto, un estado estacionario, en el campo de nubes. Esta interpretación es consistente con la propuesta de promedio de las magnitudes para el intervalo de la 3ª a la 6ª horas. Brown (1999a) realiza un estudio de sensibilidad a la resolución de esta simulación, pues algunos análisis de esta campaña observacional parecían mostrar tamaños típicos de las nubes cúmulo sobre los 100 m (la resolución horizontal de esta simulación). El resultado obtenido fue estadísticas muy parecidas a la simulación de referencia (incluida la cobertura nubosa), aunque con una estructura individual de nubes diferente, al obtener muchas más nubes, pero de menor tamaño. Brown (1999a) plantea que la causa podría ser que el suministro de energía es independiente del cambio de resolución, y sería el responsable de las estadísticas globales, mientras que el esquema submalla, al variar la resolución, es responsable del cambio en la representación del campo de nubes individuales. Aunque en convección somera la descripción individualizada de las nubes aisladas puede ser menos importante que su efecto conjunto neto, en situaciones de convección más profunda, la correcta descripción de cada nube individual, además de su efecto conjunto, puede ser importante. Análisis de sensibilidad a los flujos en superficie u otras condiciones iniciales (Siebesma *et al.*, 2002) muestran también la robustez de la baja cobertura nubosa total. Algunos estudios teóricos (Bjerknes, 1938; Asai y Kasahara, 1967) apuntan la hipótesis de que la configuración convectiva óptima que genera unos cúmulos más activos es aquella con coberturas bajas, del orden del 10 -15 %.

La serie de energía cinética integrada (5.2, abajo) muestra, después del descenso desde los valores de inicialización, un lento pero continuo crecimiento a lo largo de toda la simulación, lo cual podría interpretarse como resultado del aumento de los tamaños de las fluctuaciones de mesoescala con el tiempo comentados en el capítulo anterior (Jonker *et al.*, 1999). Este resultado es corroborado por un trabajo basado en un caso muy similar a éste (Jonker *et al.*, 1999, b), pues observaron que, al alargarse el tiempo de simulación, se producía un aumento de los tamaños de las nubes, manteniendo la cobertura total constante. En esta simulación el porcentaje de TKE resuelta respecto al total en la segunda parte de la simulación ronda el 60 % (frente al 80 % de EUA), creciendo esta fracción ligeramente en ambos con el tiempo. En este caso los procesos submalla son mucho más significativos que en EUA, reflejo de los procesos de menor escala que en este caso se están analizando. Aunque no se muestra, la serie de la cantidad de agua integrada muestra también un crecimiento sostenido a lo largo de toda la simulación, consistente con la interpretación de la serie de TKE integrada.

### 5.2.2. Campos medios de la capa límite nubosa de cúmulos

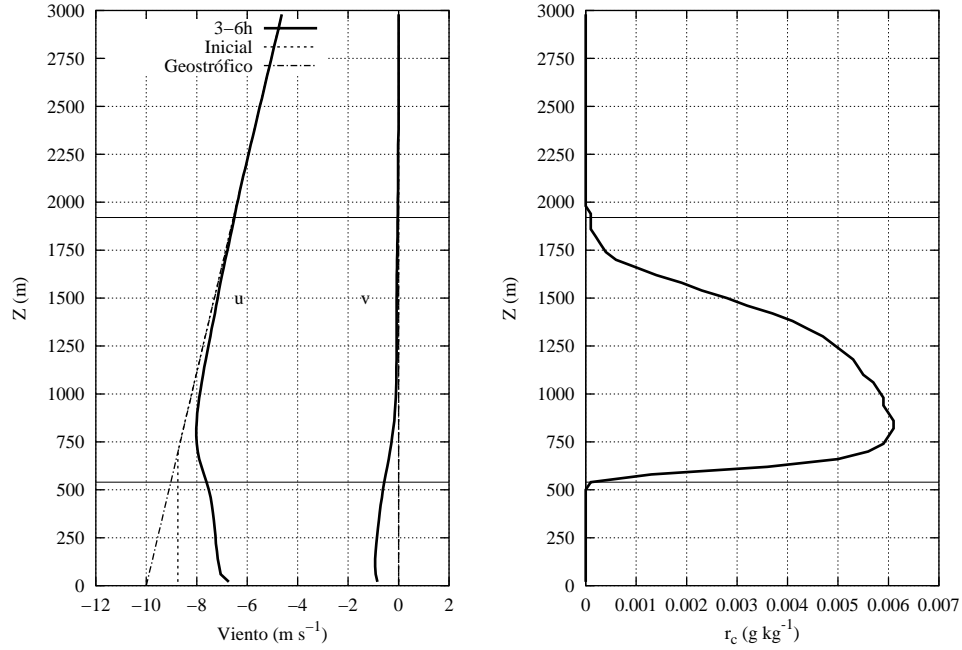
El estado estacionario de la simulación puede también comprobarse a través del aspecto de los perfiles promediados de las magnitudes fundamentales.



**Figura 5.3:** Temperatura ( $\theta$ ) y vapor de agua ( $r_v$ ), promedio 3<sup>a</sup> -6<sup>a</sup> horas

Los perfiles promedio de  $\theta$  y  $r_v$  (figura 5.3) muestran claramente la estacionariedad de la simulación. La evolución de los perfiles respecto a los valores iniciales es mínima, manteniendo la estructura termodinámica propia de este tipo de capa límite. Así, por ejemplo, en el perfil de temperatura se ve cómo se conserva la zona intermedia (600 a 1500 m) de inestabilidad condicional en la cual se generan los cúmulos. Aunque en estos perfiles los valores son muy poco variables, en otras magnitudes la variabilidad es mayor, sobre todo en flujos u otros parámetros turbulentos. Por ello, los promedios no horarios, sino a las 3 últimas horas, permitirán analizar con más robustez las características estacionarias de este tipo de capa límite nubosa. Un periodo mayor de promedio aumenta también la consistencia en la comparación entre diferentes modelos (Siebesma *et al.*, 2002), de forma que las diferencias que subsistan entre ellos podrán ser justificadas con mayor seguridad como diferencias intrínsecas entre sus esquemas.

En la siguiente figura (5.4) se muestran tanto la evolución de la velocidad, como el perfil del agua de nube. Las velocidades del viento (5.4.izq) se separan un poco más de los valores iniciales que los perfiles de otras magnitudes, probablemente porque el forzamiento geostrófico no está completamente equilibrado. El perfil de agua de nube (5.4.dcha) presenta algunos aspectos de gran interés. Su valor máximo se encuentra en la parte inferior de la capa nubosa, asociado a la base de las nubes individuales. Este resultado indica que existen nubes en



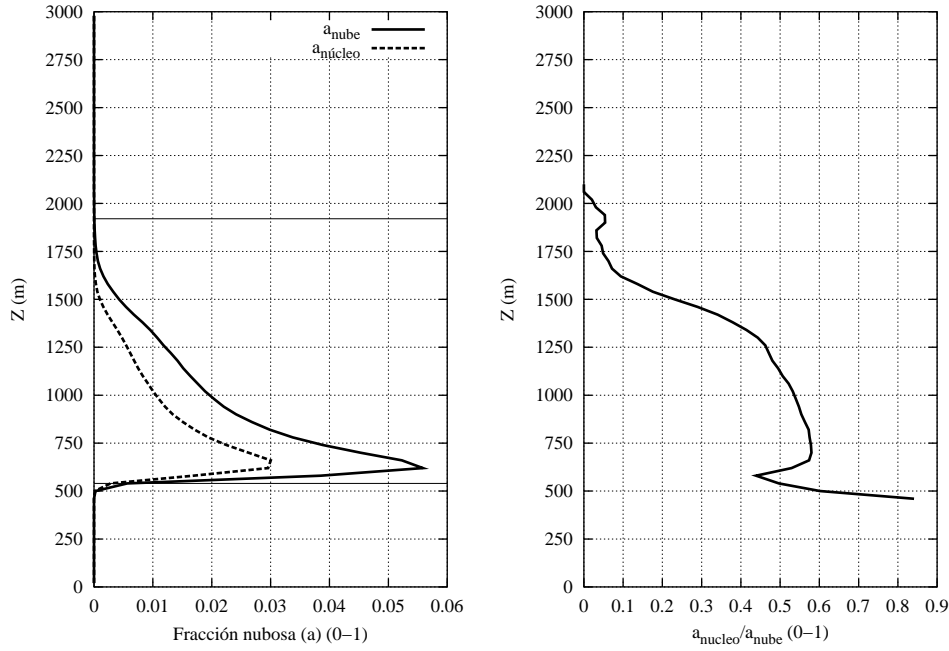
**Figura 5.4:** Componentes del viento y agua de nube ( $r_c$ ), promedio 3<sup>a</sup> -6<sup>a</sup> horas. En esta figura y durante el resto del capítulo, la capa de nubes se indica mediante dos líneas horizontales

diferentes grados de desarrollo, tanto activas, como pasivas o en fase de desaparición (Stull, 1985), pero en promedio todas tienen una base común, que corresponde a ese máximo de agua. La cantidad neta de agua es pequeña (máximos de  $6 \cdot 10^{-3} \text{ g kg}^{-1}$ ), pues la cobertura total es baja, y sólo una pequeña fracción de las celdillas se encuentra saturada (el 12 % antes mostrado). Esto indica que las variables  $\theta$  y  $r_v$  son aproximadamente iguales al de las correspondientes magnitudes conservativas, que son las explícitamente usadas en el modelo. Además, en (Siebesma *et al.*, 2002) se puede ver que los perfiles de  $r_c$ , a pesar de estos promedios trihorarios, son los que más dispersión muestran entre los diferentes modelos, pues este campo es muy sensible a pequeñas diferencias en su representación, aunque se trata siempre de variaciones pequeñas.

### 5.2.3. Diagnósticos condicionados: área de nubes

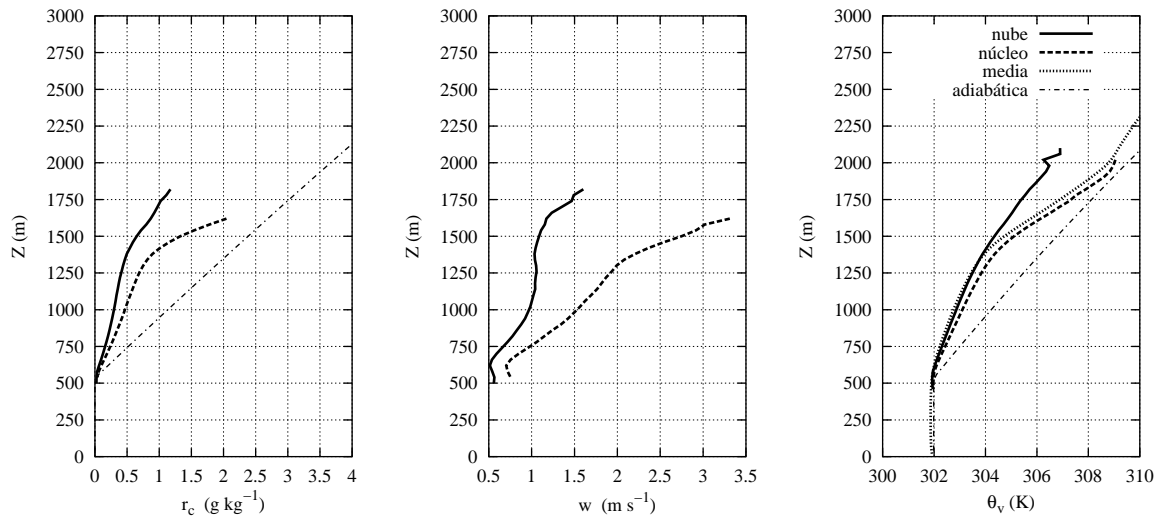
Es interesante analizar los valores de las diferentes magnitudes sólo promediadas a una parte de los puntos de todo el dominio que cumplen alguna condición física concreta. Como diagnósticos condicionados de interés en un caso de cúmulos, se van a estudiar la fracción nubosa ( $a_{nube}$ ), es decir, aquellos puntos del total que en cada nivel tienen agua de nube ( $r_c > 0$ ), y como subconjunto del mismo, la fracción del *núcleo de la nube* ( $a_{núcleo}$ ), como aquellos puntos nubosos con flotabilidad positiva respecto al valor medio en cada nivel, es decir, aquellos con  $\theta_v > \overline{\theta_v}$ . En algunos trabajos esta definición añade explícitamente la condición de que sean puntos de velocidad vertical positiva (Siebesma y Cuijpers, 1995).

Es un poco más restrictiva que la aquí mostrada, aunque es esperable que la fracción del núcleo nuboso no difiera mucho con o sin esa condición de parcela ascendente. Estas y otras diferentes descomposiciones (denominadas en inglés *top-hat*, es decir, muestreos “escalón” o discretos para clasificar cada punto) son objeto de análisis detallado en muchos trabajos LES (Wang y Stevens, 2000), porque son constituyen la base de las parametrizaciones de procesos convectivos en la capa límite del tipo de flujo de masa (apartado 3.5.4).



**Figura 5.5:** Fracción nubosa y flotable, y cociente de ambas, promedio 3<sup>a</sup> -6<sup>a</sup> horas

La fracción nubosa (figura 5.5) es máxima en la base de la capa condicionalmente inestable. Esto es consistente con lo descrito en el perfil total de agua de nube, pues en esta zona (aproximadamente equivalente al LCL) se encuentran todas las bases de los cúmulos. Al ascender, sólo las nubes más vigorosas permanecen, de forma que la fracción nubosa descende con la altura. Si se divide el máximo de fracción nubosa ( $\sim 0.056$ ) entre la cobertura total mostrada en la serie temporal, en el periodo de la hora 3 a la 6 (0.152), se obtiene un cociente entre 2 y 3 (2.7), similar al obtenido por los demás modelos comparados en Siebesma *et al.* (2002). Brown (1999b) realiza pruebas de sensibilidad a la cizalla, y concluye que este cociente es también sensible a ella, pues a mayor cizalla, una misma cantidad de nubes cubren un área aparente mayor al proyectarlas sobre el suelo. La fracción de puntos núcleo ( $a_{núcleo}$ ) muestra un perfil similar a la fracción nubosa, con un porcentaje del 50 % del total de nube en gran parte de la zona nubosa, siendo cercano al 100 % en la base de las nubes, y mucho menor en su cima. La razón es que todas las bases de las nubes son de flotabilidad positiva, pues generan ascensos, mientras que en las zonas superiores se promedian nubes activas con otras ya en estado de disipación o al menos no tan claramente activas.

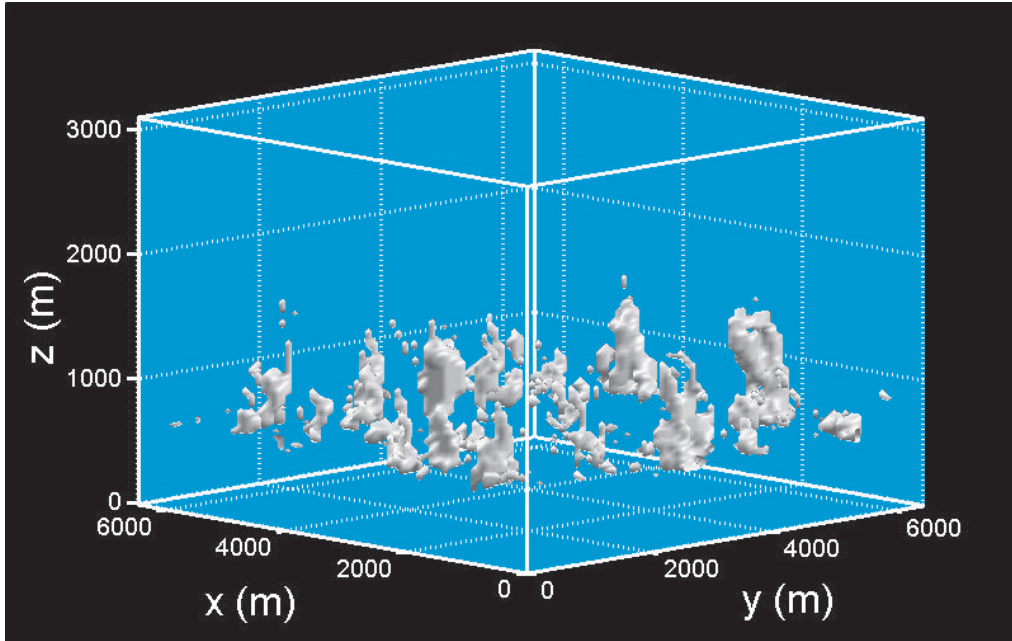


**Figura 5.6:** Magnitudes muestreadas a puntos nubosos y de núcleo, promedio 3<sup>a</sup> -6<sup>a</sup> horas

En la figura 5.6.izq se observa cómo la cantidad de agua sólo promediada a puntos con nube muestra un cúmulo promedio con su máximo de cantidad de agua en la cima, como es esperable en una nube aislada. La cantidad de agua es mayor en el promedio sobre la fracción de núcleo de la nube, pues esta parte es su zona más activa, donde mayor condensación se produce. Se muestra también el valor adiabático, obtenido a partir de los valores de  $\theta_l$  y  $r_t$  desde el suelo, y suponiendo que no existe mezcla con el entorno. Los valores son claramente superiores, reflejo sobre todo de los procesos de entrainment lateral de la nube promedio, y también del vertical de aquellas nubes individuales que no llegan hasta la cima de ese perfil promediado. La cantidad de agua promediada los puntos de núcleo es más cercana a los valores adiabáticos que sólo promediada a puntos de nube, es decir, se mezcla con el entorno menos intensamente que la nube en promedio, probablemente porque el núcleo es la zona central de la nube, y entonces se encuentra un poco más aislada del entorno no nuboso con que se realiza la mezcla por entrainment. De hecho, cerca de la cima de la capa promedio nubosa, se acerca mucho más a los valores adiabáticos, lo que corresponde a que sólo los núcleos más vigorosos, y por tanto, menos mezclados con el ambiente, es decir, más adiabáticos, son capaces de llegar tan lejos. La velocidad vertical (5.6.centro) promediada a puntos nubosos alcanza un máximo en torno a  $1 \text{ m s}^{-1}$ , mientras que lógicamente, en el núcleo de la nube los valores son superiores, de hasta  $3.5 \text{ m s}^{-1}$  cerca de la cima, y con un mayor perfil de crecimiento desde la base que toda la zona nubosa. Finalmente, el perfil de  $\theta_v$  (5.6.dcha) muestra algunas características termodinámicas interesantes. El gradiente promediado a puntos nubosos es casi idéntico al medio global, y se hace negativo respecto a éste en la parte superior de la capa nubosa (por encima de 1500 m), hasta la inversión. Los valores promediados a las zonas del núcleo nuboso son sólo unas décimas de Kelvin superiores a la media en toda la capa de nubes, por lo que la nube tiene sólo una ligera flotabilidad positiva respecto al ambiente. De nuevo, como en el agua de nube, se ve cómo el entrainment desvía los valores respecto

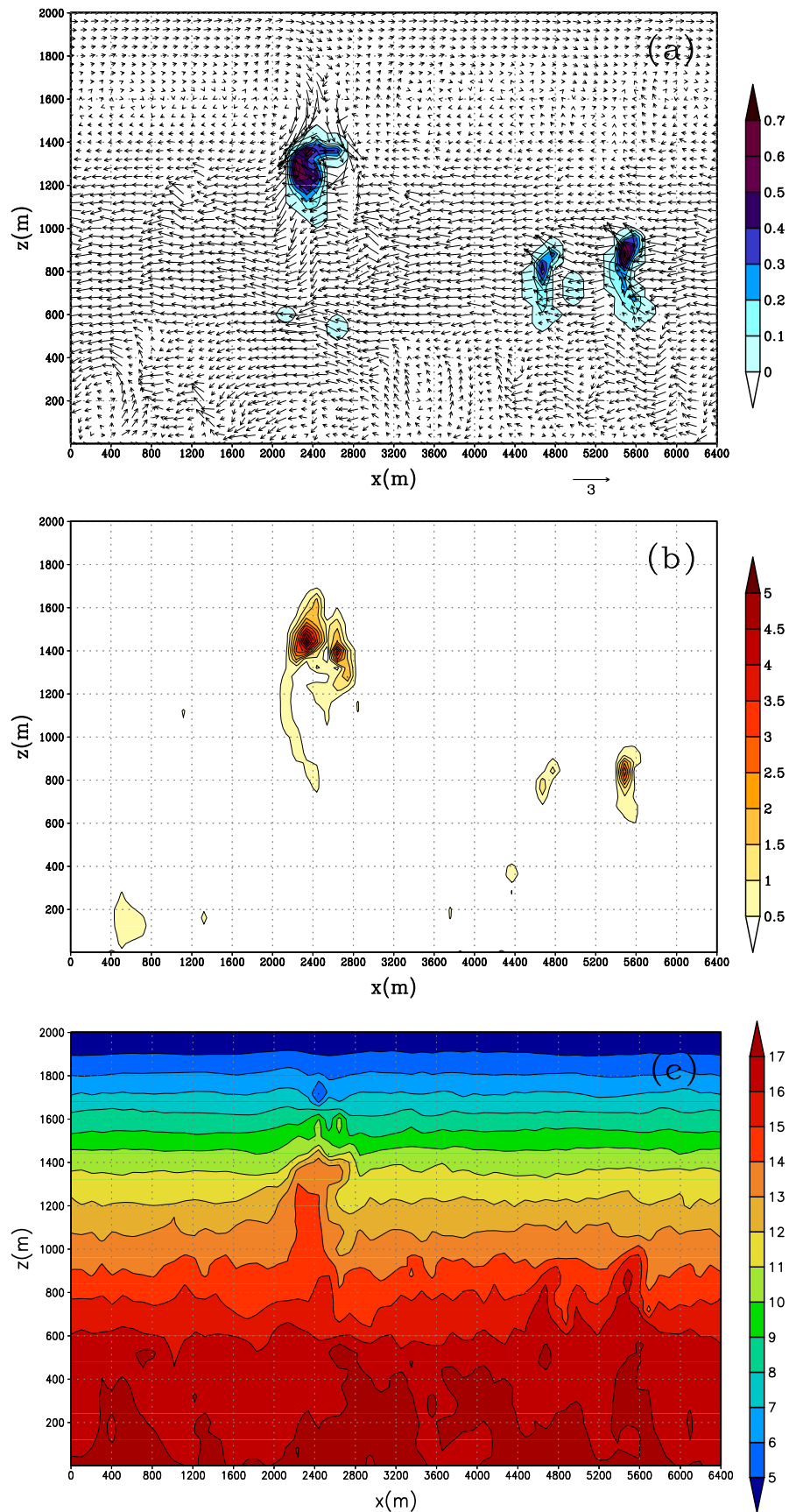
de los adiabáticos, y cómo en la cima el núcleo es más inestable en cuanto a gradiente de temperatura virtual, asociado a esos ascensos más vigorosos que consiguen alcanzar la zona de la inversión.

#### 5.2.4. Estructura tridimensional



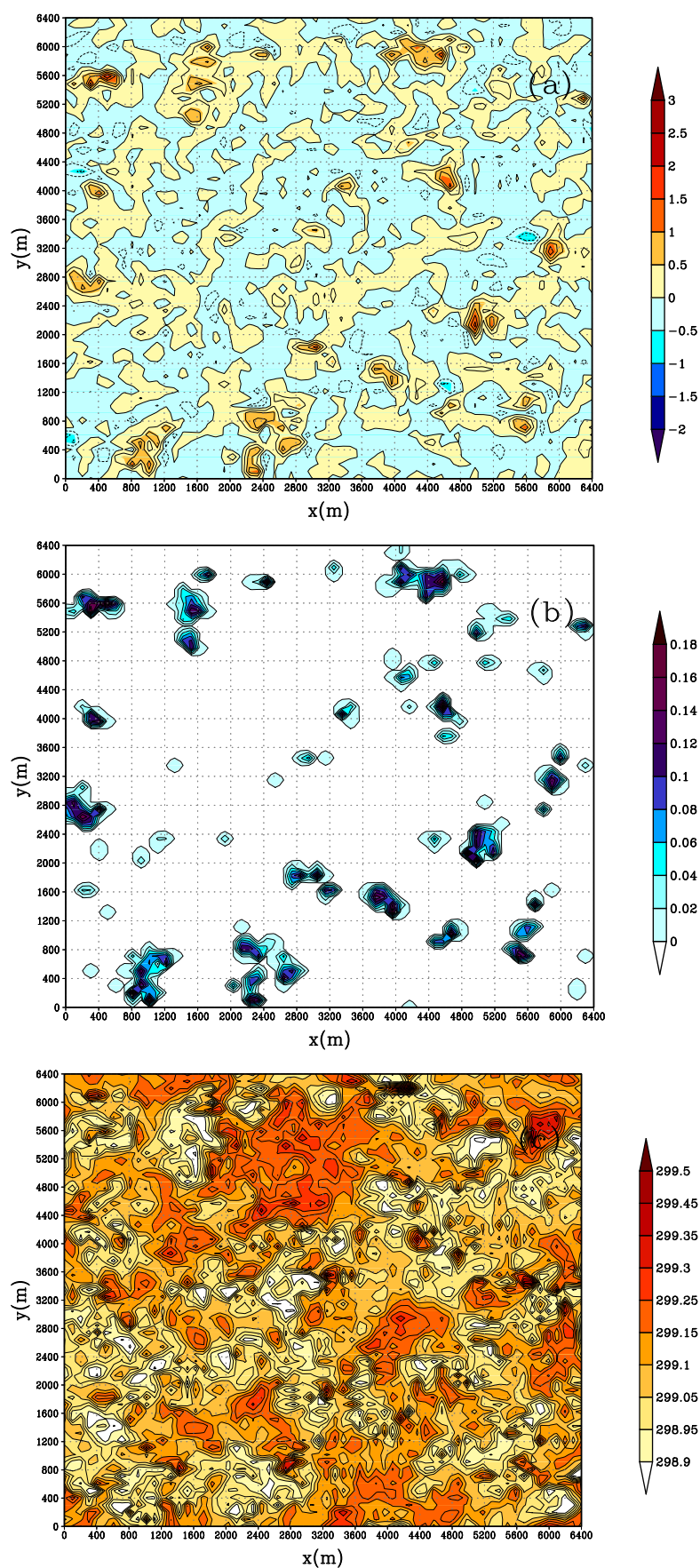
**Figura 5.7:** Aspecto tridimensional del campo de nubes cúmulo en  $t=3h$

En la figura 5.7 se muestra el campo tridimensional de nubes cúmulo, donde coexisten nubes en los diferentes estados de desarrollo posibles: desde nubes en crecimiento, sin alcanzar sus cimas el máximo desarrollo, hasta nubes completamente extendidas, y también nubes en estado de disipación, que ya han perdido su base en la zona del LCL. En las demás figuras (5.8, 5.9 y 5.10) se muestran cortes horizontales y verticales de diversos campos, en el mismo instante de simulación. La figura 5.8 presenta el corte vertical de agua de nube, TKE, y vapor de agua. Aunque el promedio total no supera el 6 %, se muestra un corte con una presencia significativa de nubes. Su presencia altera la estructura global de la capa límite, pues genera una cantidad muy importante de TKE, o también la alteración del gradiente promedio de  $r_v$ , (5.8.c), con apreciables intrusiones de vapor en niveles más altos, asociado a las corrientes ascendentes generadas por la nube. Estas corrientes se pueden ver claramente en el campo de viento, dibujado junto la agua de nube (5.8.a). En las zonas con condensación se ve cómo la estructura del viento se altera, y aparecen circulaciones complejas, con fuertes ascensos y descensos asociados. Este comportamiento no sólo se observa en la nube más elevada, sino también en las nubes con base sobre el LCL promedio (600 m). Asimismo, en la capa subnube bien mezclada, se pueden apreciar remolinos característicos de ese proceso de mezcla.



**Figura 5.8:** Corte vertical ( $Y=12$ ) de agua de nube ( $r_c$ ) y viento ( $w;u$ ) (superior); TKE resuelta (medio); y vapor de agua ( $r_v$ ) (inferior), en  $t=3h$





**Figura 5.9:** Cortes horizontales de velocidad vertical ( $w$ )(a), agua de nube ( $r_c$ )(b), y temperatura potencial ( $\theta$ )(c) en  $z=600$  m

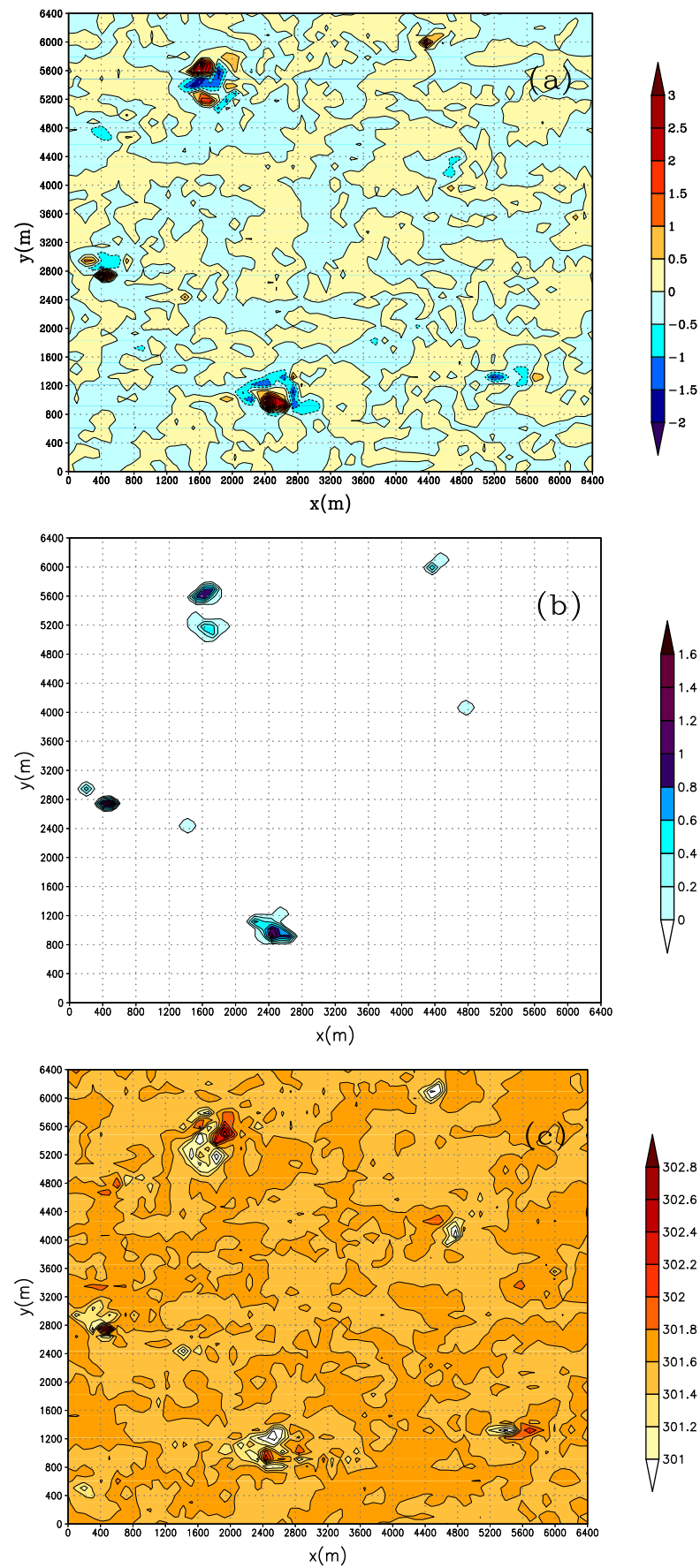
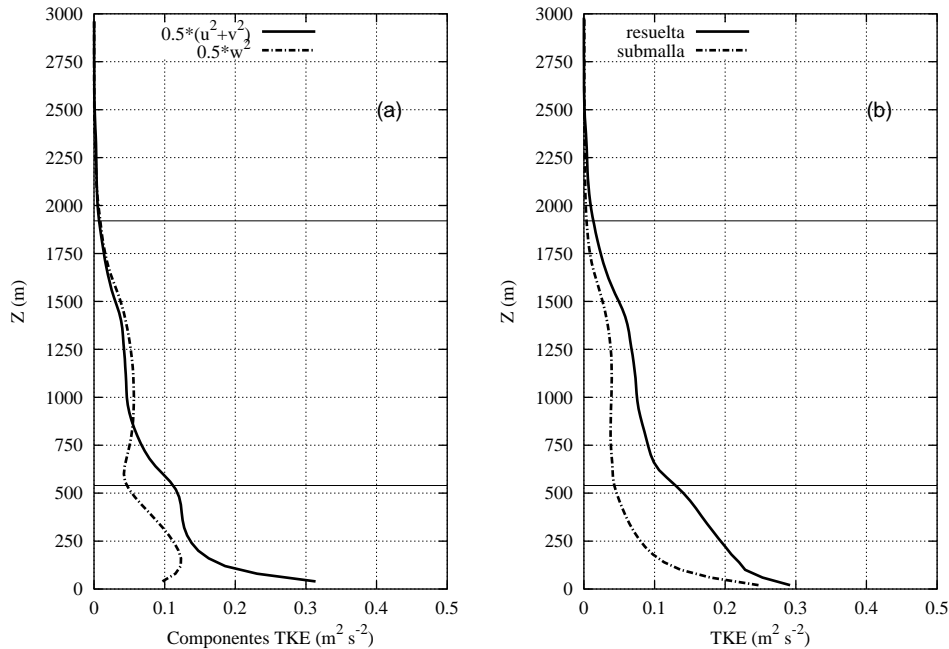


Figura 5.10: Mismos cortes horizontales que en la figura anterior, pero en  $z=1300$  m

Las páginas siguientes a esos cortes verticales muestran cortes horizontales a todo el dominio en dos alturas: cerca de la base de las nubes (600 m, figuras 5.9), y cerca de la zona de la inversión (en 1300 m, figuras 5.10). En 600 m se aprecia la gran cantidad de nubes de diversas secciones que coexisten (5.9.b) en la zona de origen de la condensación para las corrientes ascendentes. Las más grandes están asociadas con velocidades verticales mayores (5.9.a), observándose corrientes descendentes compensatorias a su lado. Existen perturbaciones positivas de  $\theta$  en esos núcleos de nubes (5.9.c), aunque de unas pocas décimas de grado. En el corte superior (1300 m), sólo aparecen las cimas de las nubes más vigorosas, con valores de agua muy superiores a su base (1.6 frente a 0.2 g kg<sup>-1</sup> en 600 m, figura 5.10.b). Estas nubes poseen velocidades ascendentes por encima de los 3 m s<sup>-1</sup>, y muestran claros descensos asociados adyacentes (en color azul más oscuro). Las perturbaciones de temperatura (5.10.c) son mucho mayores que en 600 m, de hasta 1 K entre la zona de la corriente nubosa y los descensos que se producen junto a ella.

Aunque las estructuras descritas corresponden a campos instantáneos, son representativas de la complejidad de la dinámica asociada a una capa límite nubosa de cúmulos, donde las zonas cubiertas por cúmulos alteran los campo promedio del entorno, causado por sus corrientes asociadas y los procesos de cambio de fase.

### 5.2.5. Descripción de la turbulencia. Asimetría



**Figura 5.11:** Descomposiciones de la TKE, promedio 3<sup>a</sup> a 6<sup>a</sup> horas

La componente horizontal total de la energía cinética turbulenta (5.11.a, línea continua), muestra su valor máximo en superficie, decreciendo a partir de ahí al ascender. Este descenso

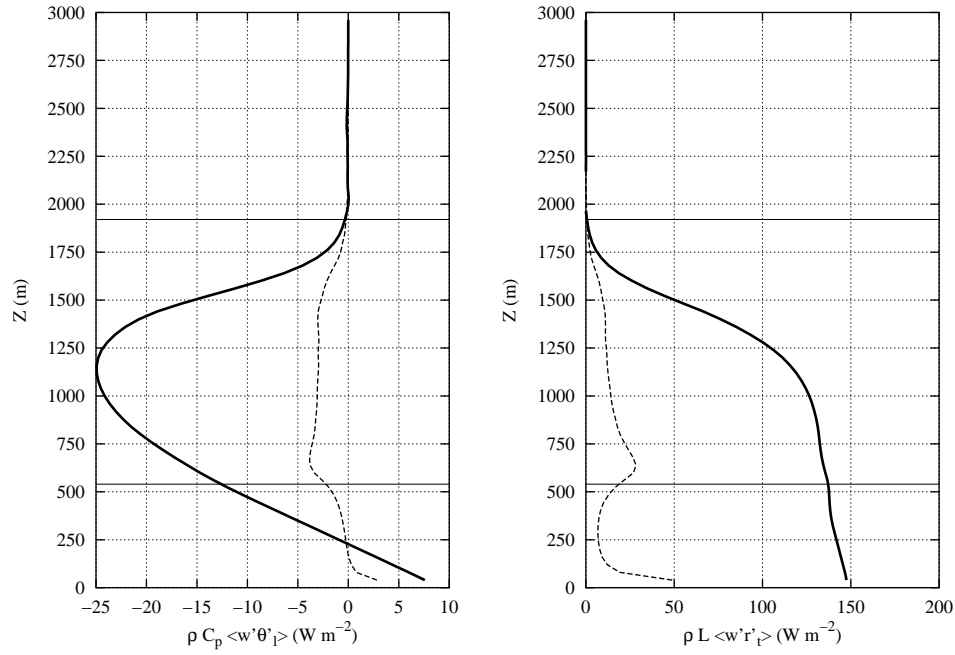
presenta tramos más pronunciados, como el que se produce en la zona de la base de la capa nubosa. La componente vertical de la TKE presenta un comportamiento más complejo, con dos mínimos relativos (en superficie y la base de la capa de nubes), y otros dos máximos (en el primer tercio de la capa convectiva seca subnube, y a mitad de la capa nubosa). Este comportamiento coincide con la idea de plumas ascendentes en la capa de mezcla que son frenadas en su cima por una cierta estabilidad térmica, para luego recibir un nuevo impulso vertical debido a la condensación (Sommeria, 1976). Pero también es interesante que el valor de los dos máximos de  $\overline{w'^2}$  son comparables en magnitud (el interior a la nube inferior al subnube), lo cual indica que la turbulencia asociada a los movimientos verticales es tan intensa en la capa nubosa como en la capa seca que tiene debajo. En la comparación de los resultados de varios modelos LES (Siebesma *et al.*, 2002), se observa una importante dispersión entre los diferentes modelos para este primer máximo subnube, encontrándose estos resultados en el extremo superior de valores obtenidos. Sin embargo, esta alta dispersión no se refleja en la mayoría de las demás magnitudes de la turbulencia, mucho más coincidentes entre si, ni es corroborado por otras intercomparaciones de simulaciones LES de una capa convectiva seca (Nieuwstadt *et al.*, 1993), en las que los resultados obtenidos son más parecidos entre si. En la componente resuelta y submallada (5.11.b), es destacable que, aunque la parte resuelta es claramente mayor en toda la capa límite, la parte submallada es del mismo orden de magnitud en casi toda ella. Este comportamiento es esperable en la zona en torno al suelo y en zona de la inversión, donde los procesos son claramente de pequeña escala, pero el hecho de que sea apreciable en toda la capa límite significa que los procesos de escala inferior al tamaño de las celdillas son importantes en toda ella. Aunque las nubes son resueltas por el modelo, puede que exista una tendencia a la existencia de nubes de tamaño de la malla o inferior (como Brown (1999a) muestra en su estudio), lo que generaría procesos dinámicos apreciables a escala submallada que justificarían estos resultados.

### Flujos turbulentos verticales de humedad y temperatura

El flujo total de  $\theta_l$  (figura 5.12.izq) muestra en la capa subnube un decrecimiento lineal, que continua dentro de la capa nubosa. El mínimo se produce a mitad de la capa nubosa, que se corresponde con el máximo del flujo total de agua de nube (figura 5.13.dcha). Esta relación puede explicarse mediante la expresión que relaciona ambos flujos, obtenida a partir de la definición de  $\theta_l$  (ecuación 2.8):

$$\overline{w'\theta'_l} = \overline{w'\theta'} - \frac{L}{c_p} \frac{1}{\Pi} \overline{w'r'_c} \quad (5.9)$$

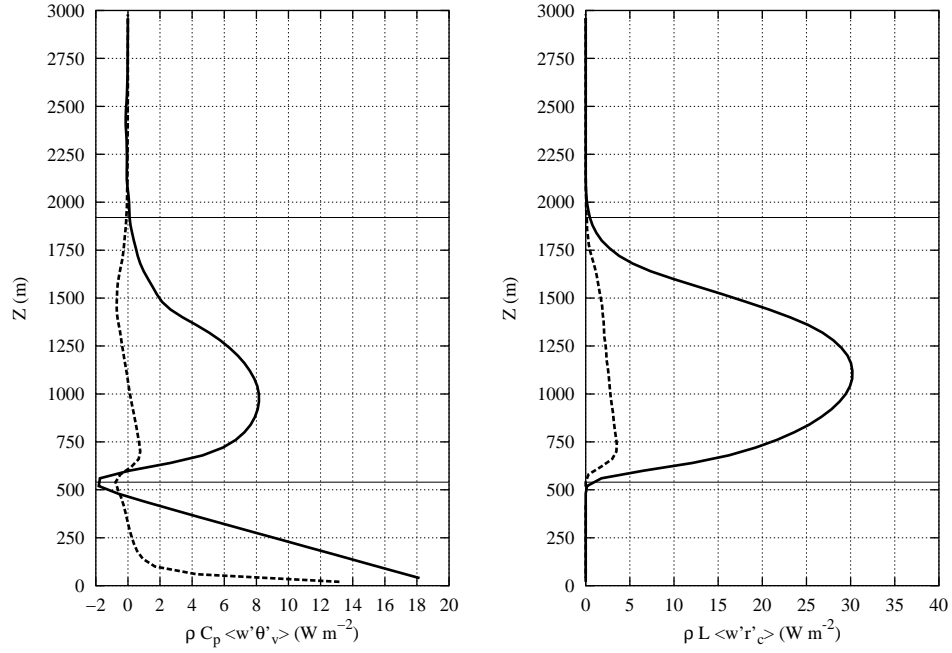
donde  $\Pi$  es la función de Exner ( $\Pi = T/\theta = (p/p_0)^{R_d/c_p}$ ). Dentro de la capa nubosa, domina el término de  $\overline{w'r'_c}$ , y el máximo del flujo  $\overline{w'r'_c}$  genera ese mínimo de  $\overline{w'\theta'_l}$ , debido al signo negativo de ese término en la expresión 5.9. La parte submallada es pequeña respecto al total, con máximos relativos donde los procesos es esperable que puedan ser de menor tamaño, y por tanto, más fácil que la resolución del modelo no sea capaz de resolver: en superficie, y



**Figura 5.12:** Flujos resuelto y submalla de las magnitudes conservativas:  $\overline{w'\theta'_t}$  y  $\overline{w'r'_t}$ , promedio 3<sup>a</sup> -6<sup>a</sup> horas

en la base de la nube, donde existe una transición entre capas de diferente comportamiento. El flujo total de humedad total (5.12.dcha) muestra un suave decrecimiento desde valores máximos en superficie (asociado al flujo constante de humedad prescrito) en todo el perfil vertical. En la zona del máximo de agua de nube en la mitad de la capa nubosa se produce una inflexión en su perfil, para mostrar a partir de ahí un brusco descenso hasta la altura de la inversión. Esto significa que gran parte del transporte turbulento de humedad se realiza hacia esa zona superior de la capa límite cercana a la inversión. De forma análoga al flujo submalla de  $\theta_t$ , los valores más significativos de esta componente están en el suelo y al comienzo de la capa nubosa.

La figura 5.13.izq representa el flujo de flotabilidad ( $\overline{w'\theta'_v}$ ), y muestra en la capa subnube el típico perfil lineal decreciente de una capa convectiva seca, hasta alcanzar el conocido valor  $\langle \overline{w'\theta'_v} \rangle_{min} \approx -0.2 \langle \overline{w'\theta'_v} \rangle_s$ . Dentro de la capa nubosa, su valor crece de nuevo, tomando a valores positivos causados por la liberación de calor de la condensación en las nubes. La contribución submalla es poco importante en la capa nubosa, excepto de nuevo cerca del suelo, y especialmente en la base de la capa nubosa, donde su valor, también ligeramente negativo, es comparable con el resuelto. Por tanto, los procesos de pequeña escala que suceden en torno a la base de la nube son importantes, y los mecanismos de transporte en esa interfase tendrán influencia en la generación de las térmicas que dan lugar a las nubes cúmulo dentro de la capa condicionalmente inestable. En el interior de la capa nubosa sus valores son pequeños, e incluso negativos en su parte superior, coincidiendo el cambio de signo con el descenso en el valor del flujo de agua de nube a mitad de capa nubosa. Por último, el flujo de agua de nube



**Figura 5.13:** Flujos resuelto y submalla de  $\overline{w'\theta'_v}$  y  $\overline{w'r'_c}$ , promedio 3<sup>a</sup> -6<sup>a</sup> horas

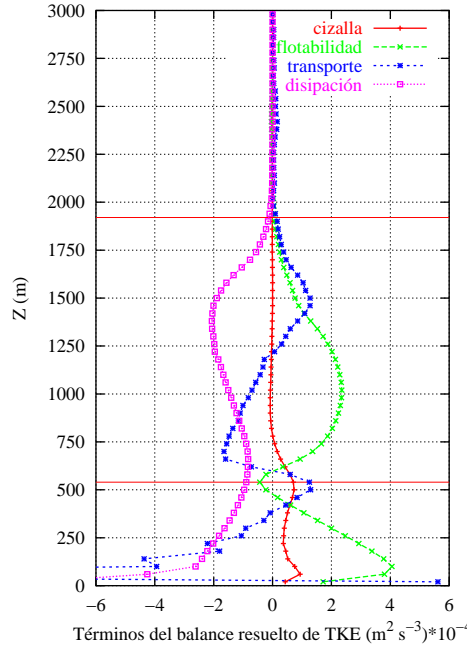
(5.13.dcha) presenta un perfil con un máximo a mitad de la capa nubosa (en torno a 1200 m), resultado que ha sido empleado para explicar los perfiles de los flujos descritos anteriormente. Siebesma *et al.* (2002) explica este máximo como la zona en la que el ritmo de evaporación sobrepasa al de condensación. Por debajo la condensación es mayor que la evaporación, y por ello el flujo de agua crece de forma continua. La submalla es mayor cerca de la base de la capa nubosa (500 m), probablemente causado porque ahí se generan todos los diferentes tamaños de nubes, incluidas aquellas de tamaños cercanos o menores que la malla, mientras que los ascensos más vigorosos suelen estar generados por las térmicas más grandes, mejor resueltas por el modelo.

### Balance de energía cinética

Los términos resueltos del balance de TKE se muestran en la figura 5.14. El perfil de flotabilidad es, como en el caso de los estratocúmulos del capítulo anterior, el principal factor generador, y en algunas zonas, destructor o inhibidor de la energía cinética turbulenta. Esto es especialmente claro cerca del suelo, y en la base de la capa nubosa. La cizalla resuelta es en este caso muy pequeña en toda la capa límite. Los términos de transporte y disipación se calculan de la siguiente manera:

$$\left. \frac{\partial e}{\partial t} \right|_{trans} = -\frac{d}{dz} (\langle \overline{w'p'} \rangle_{res} + \frac{1}{\rho} \langle \overline{w'e'} \rangle_{res} - u'\tau_{13} - v'\tau_{23} - w'\tau_{33}) \quad (5.10)$$

$$\left. \frac{\partial e}{\partial t} \right|_{disip} = \epsilon = \sum_{i,j} \tau_{ij} \frac{du_i}{dx_j} \quad (5.11)$$

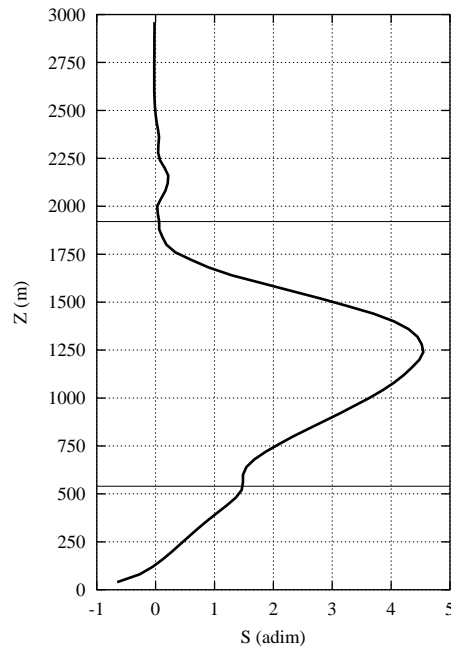


**Figura 5.14:** Balance de energía cinética resuelta, promedio 3<sup>a</sup> -6<sup>a</sup> horas

donde  $\tau_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$  son los términos submalla del tensor de Reynolds, calculados por el esquema de turbulencia. El transporte total (ver ecuación 3.36) tiene un comportamiento similar al caso EUA (capítulo anterior), pues es opuesto a la flotabilidad en gran parte de la capa límite. En la base de la nube, donde la flotabilidad presenta un mínimo negativo, el transporte muestra un máximo, lo que significa que hay una acumulación de TKE en esa zona. En la capa nubosa, el transporte presenta un comportamiento más complejo, ya que en la mitad inferior el transporte es negativo, pero en la mitad superior de la capa, el transporte pasa a ser positivo. Esta inflexión en su comportamiento coincide aproximadamente con el máximo del flujo de agua de nube y de flotabilidad analizados en el apartado anterior. Por tanto, en la mitad superior de la capa nubosa se produce una acumulación de TKE, probablemente asociado a los ascensos vigorosos que llegan hasta allí, zona en la que la evaporación ya supera en media a la condensación. El carácter ruidoso del término de transporte en los niveles bajos de la capa subnube está asociado a la componente submalla del mismo, pues los dos términos resueltos son suaves en esa zona (el de presión ligeramente negativo, y el de transporte claramente negativo en la capa subnube, pero luego positivo en el mínimo de flotabilidad, aunque no se muestran estas gráficas). La disipación equilibra prácticamente los demás términos, de forma que el residuo o evolución de TKE ( $\frac{de}{dt}$ ) es muy pequeño, y la TKE permanece básicamente estacionaria en el promedio de esas 3 horas, aunque estrictamente presenta un ligero aumento, como se mostró en su serie temporal integrada. En Grant y Brown (1999) se plantea que la distribución de la disipación de TKE en este caso es bastante dispersa, y que ocurre predominantemente dentro de los cúmulos, pero que esta concentración de los procesos disipativos en algunas zonas no impide que se pueda emplear una aproximación turbulenta para

estudiar los transportes en cúmulos. Brown (1999a), en su estudio de sensibilidad aumenta la cizalla a través del forzamiento geostrófico, y observa que el término correspondiente aumenta en importancia, como cabe esperar, aunque la flotabilidad sigue siendo el factor principal de generación o destrucción de TKE, incluso con cizallas altas.

### Coefficiente de asimetría



**Figura 5.15:** Coeficiente de asimetría, promedio 3<sup>a</sup> -6<sup>a</sup> horas

El coeficiente de asimetría (5.15) muestra algunos aspectos significativos de las estructuras verticales de este tipo de capa límite, que en el apartado siguiente se mostrarán de una manera más explícita. Su perfil muestra un continuo aumento desde valores negativos en el suelo hasta valores positivos muy altos (casi 5, frente al máximo de 3 en EUA), a una altura de 1250 m, para a partir de ahí descender su valor. Esto se puede interpretar como que las corrientes ascendentes son cada vez menores en área y más vigorosas, alcanzando una relación máxima en esa altura. Esto corresponde con la imagen de unas corrientes ascendentes asociadas a los cúmulos, y que según se sube en el interior de la capa condicionalmente inestable, son menos en cantidad, pero más intensas, hasta que a una cierta altura ya los descensos ocupan áreas tan extensas que  $S$  empieza a descender en valor.

### 5.3. Pruebas de sensibilidad de la simulación

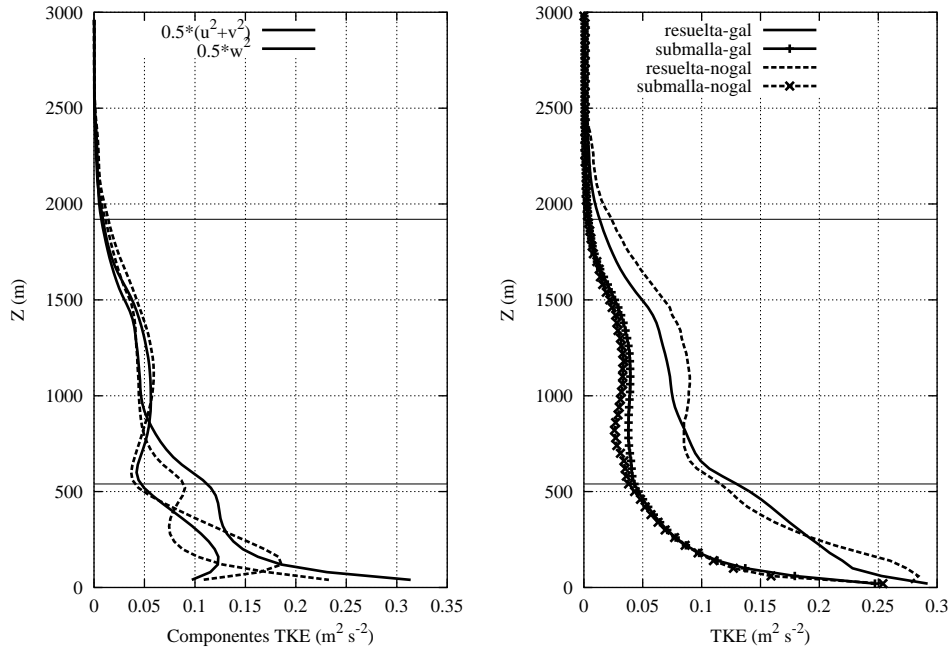
**Ruido inicial** Aunque no se muestran, se realizaron pruebas de sensibilidad a la amplitud del ruido inicial, reduciéndolo en un orden de magnitud, pero el único efecto significativo



observado es que las nubes aparecen un poco más tarde, más cerca del final de la primera hora, y los picos del ajuste inicial son un poco más pronunciados. Para los diagnósticos promediados a las tres últimas horas no se observa ningún impacto.

**Paso de tiempo** Tampoco se muestran resultados, aunque las pruebas realizadas mostraban mínimas diferencias, produciéndose una inestabilidad numérica para pasos de tiempo ligeramente superiores ya al empleado (4 s). Relacionado con el apartado siguiente, se observó que sin realizar la traslación galileana, se producían inestabilidades numéricas en pasos de tiempo como el empleado pasada media simulación, por lo que el paso de tiempo elegido se encuentra cerca del límite de estabilidad numérica.

**Traslación galileana** La traslación galileana realizada en los resultados mostrados en este capítulo son  $u_{gal} = -7 \text{ m s}^{-1}$ ,  $v_{gal} = 0 \text{ m s}^{-1}$ . En general, los resultados sin realizar la traslación son consistentes. Únicamente al comparar las componentes de la TKE, se aprecian ligeras diferencias, como ya fue observado en el caso EUA.



**Figura 5.16:** Términos de TKE, con y sin traslación galileana, promedio 3ª -6ª horas

El perfil de TKE es similar, pero las componentes vertical  $\overline{(w'^2)}$  y horizontal  $\overline{(u'^2 + v'^2)}$  son diferentes, sobre todo en la capa subnube. El máximo de varianza vertical sin traslación galileana es claramente superior al que se obtiene cuando ésta se realiza en la capa subnube seca. A cambio, la componente horizontal en esa zona se comporta a la inversa, de ahí el similar valor de la energía cinética neta. Siebesma *et al.* (2002) comenta este hecho, y su inapreciable impacto en otros campos de la capa límite nubosa. En la capa nubosa las diferencias entre ambas pruebas son mucho menores.

## 5.4. Conclusiones

La simulación consigue reproducir un estado estacionario de cúmulos someros en torno al 10-15 % de cobertura. La estructura termodinámica obtenida muestra una compleja población de nubes de diferentes estados de desarrollo, pero sus estadísticas promedio son robustas. Se mantiene el perfil de inestabilidad condicional en toda la capa nubosa, y el perfil de agua promedio muestra un máximo cerca de la base de la capa nubosa. La estructura de la turbulencia en la capa nubosa muestra valores sólo ligeramente más flotables que la media total, y un flujo de agua de nube con un máximo característico a mitad de capa nubosa, que determina en buena medida el aspecto de los demás flujos turbulentos.



## Capítulo 6

# Simulación LES de cúmulos someros de cobertura media (caso ATEX)

### 6.1. Introducción. Interés y descripción de la simulación

Esta simulación de cúmulos someros presenta algunas similitudes con el caso del capítulo anterior, aunque también significativas diferencias. Los resultados de la intercomparación entre diferentes modelos LES, incluyendo los resultados que se presentarán en este capítulo, llevadas a cabo durante el 5° GCSS están publicadas en Stevens *et al.* (2001), y accesibles en una dirección web<sup>1</sup>. Los datos observacionales en los que está basada esta simulación provienen de la campaña ATEX (Augstein *et al.*, 1973, 1974), acrónimo que emplearemos para esta simulación.

**Interés del caso** El objetivo de esta tercera simulación es intentar completar de alguna forma el espectro de coberturas de nubes de capa límite, planteando unas condiciones intermedias entre el capítulo 4, donde se analizó una capa de estratocúmulos, y el extremo opuesto los cúmulos de baja cobertura del capítulo 5. En estas condiciones, se pueden analizar los procesos Este régimen intermedio estacionario puede permitir estudiar las condiciones y mecanismos físicos importantes que controlan la transición entre ambos estados de nubosidad extremos. También puede servir de base para analizar si las parametrizaciones que funcionan en cada estado extremo de nubosidad siguen siendo válidas en estas condiciones (Stevens *et al.*, 2001).

**Condiciones sinópticas y geográficas** ATEX se desarrolló durante Febrero de 1969 en la zona del Atlántico Este cerca de la rama ecuatorial de los alisios (en torno a 12°N, 35°O). Las condiciones específicas de temperatura, humedad, viento y forzamientos de gran escala respecto de esta simulación de alta resolución corresponden a datos del periodo 7-

---

<sup>1</sup>Caso ATEX, 5° GCSS: <http://www.asp.ucar.edu/~bstevens/ater/contents.html>, ver Apéndice B

12 de Febrero, básicamente a partir de mediciones de barcos de la zona de estudio, y que representan las condiciones típicas de la inversión de los alisios (Augstein *et al.*, 1973). Estos datos se idealizan ligeramente para conseguir un mejor estado estacionario para la simulación, y guardan bastante similitudes con los del caso BOMEX. Se diferencian fundamentalmente en una inversión mucho más fuerte, y una SST ligeramente inferior.

**Dominio de la simulación** Se propone un dominio de  $64 \times 64 \times 150$  puntos, con una resolución espacial de  $\Delta x = \Delta y = 100$  m, mientras que en la vertical se tiene  $\Delta z = 20$  m. El dominio es entonces de  $6400 \times 6400$  m<sup>2</sup>, y una altura total de 3000 m. La simulación dura 8 horas, a fin de alcanzar un estado estacionario suficiente.

**Forzamientos en superficie** En este caso no se fijan unos flujos en superficie como en los dos casos anteriores, sino que se prescriben una temperatura y humedad saturantes características de las condiciones oceánicas de ese periodo y zona:  $T_{SST} = 298$ K,  $p_s = 1015$  hPa,  $r_{vs} = 19.8293$  g kg<sup>-1</sup>. Con estos datos, se prescriben los flujos en superficie a través de una sencilla parametrización tipo *drag* (ver apartado 3.5.3):

$$(\overline{w'\theta'})_s = (\overline{w'\theta'_l})_s = C_{10} \cdot U \cdot (\theta_1 - \theta_s) \quad (6.1)$$

$$(\overline{w'r'_t})_s = (\overline{w'r'_v})_s = C_{10} \cdot U \cdot (r_{v1} - r_{vs}) \quad (6.2)$$

$$(\overline{w'u'})_s = -u_1 \frac{u_*^2}{M} \quad (6.3)$$

$$(\overline{w'v'})_s = -v_1 \frac{u_*^2}{M} \quad (6.4)$$

siendo  $\theta_s = T_{SST} \left( \frac{p_0}{p_s} \right)^{R_d/c_p}$  la temperatura potencial en superficie,  $M = \sqrt{u_1^2 + v_1^2}$  el módulo de la velocidad del viento en el primer nivel del modelo, y  $u_* = 0.3$  m s<sup>-1</sup> la velocidad de fricción (por tanto los flujos de momento se calculan igual que en las otras simulaciones). De la misma manera,  $\theta_1$  y  $r_{v1}$  son los valores de temperatura y humedad en el primer nivel del modelo, y  $C_{10} = 0.0013$  es un coeficiente adimensional de intercambio en superficie.

**Otros forzamientos** Se prescribe un perfil de subsidencia con el siguiente comportamiento:

$$w_{subs} = \begin{cases} 0 < z < z_{inv} & W \cdot \frac{z}{z_{inv}} \\ z_{inv} < z < z_{inv} + h & W \cdot \left( 1 - \frac{z - z_{inv}}{h} \right) \\ z > z_{inv} & 0 \end{cases} \quad (6.5)$$

donde  $z_{inv}$  es la altura de la inversión<sup>2</sup>,  $h$  es una altura en torno a ella, fijada en 300 m, y  $W$  es la velocidad de subsidencia en la zona de la inversión, fijada a  $6.5 \cdot 10^{-3}$  m s<sup>-1</sup>.

<sup>2</sup>  $z_{inv}$  se calcula como la altura promedio en la que la humedad total vale 6.5 g kg<sup>-1</sup>

Además, se prescriben unos forzamientos o tendencias de gran escala ( $fge$ ), que corresponden a las condiciones observadas en un área extensa en dicho periodo:

$$\left. \frac{dr_t}{dt} \right|_{fge} = \begin{cases} 0 < z < z_i & -1.5 \cdot 10^{-8} \text{ (s}^{-1}\text{)} \\ z > z_i & 0 \end{cases} \quad (6.6)$$

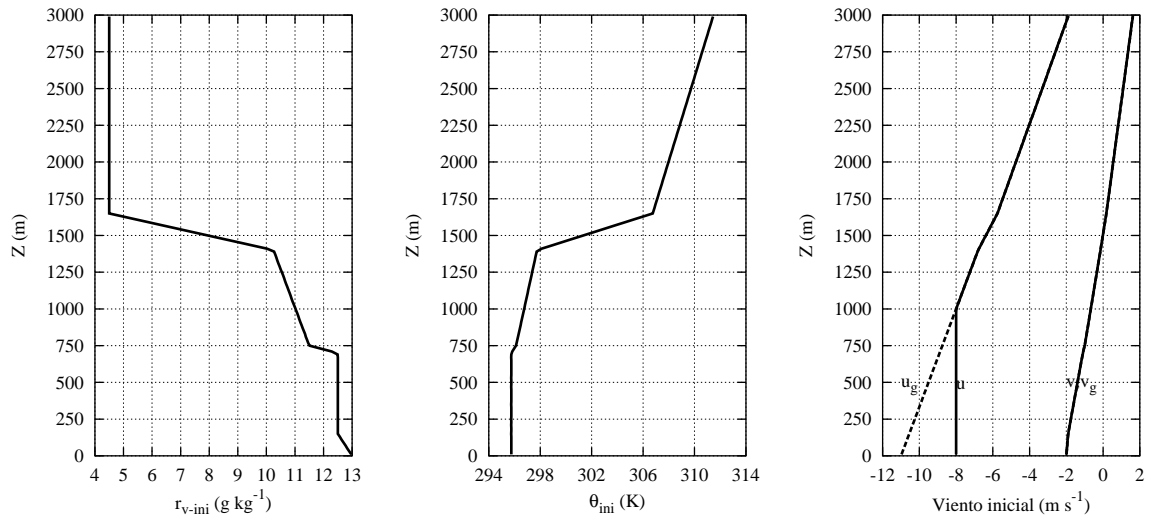
$$\left. \frac{d\theta_t}{dt} \right|_{fge} = \begin{cases} 0 < z < z_i & -Q - \frac{Q}{2} \left(1 - \frac{z}{z_i}\right) \text{ (K s}^{-1}\text{)} \\ z_i < z < z_i + h & -Q \cdot \left(1 - \frac{z - z_i}{h}\right) \text{ (K s}^{-1}\text{)} \\ z > z_i & 0 \end{cases} \quad (6.7)$$

donde  $Q = 2.31 \cdot 10^{-5} \text{ K s}^{-1}$  representa una tendencia de temperatura de gran escala, debida a procesos radiativos. Todas las tendencias se prescriben a partir  $t=90 \text{ min}$ . Finalmente, se prescribe una tendencia de temperatura representativa del enfriamiento radiativo de onda larga en las nubes, muy similar al del caso EUA (capítulo 4), a diferencia del caso BOMEX (capítulo 5), cuya cobertura nubosa era demasiado baja para que los efectos radiativos de onda larga fueran significativos:

$$F_l(z) = \Delta F_t e^{k \cdot dn_0 \cdot LWP(z, z_{top})} \quad (6.8)$$

donde  $\Delta F_t = 74 \text{ W m}^{-2}$  es el enfriamiento radiativo de onda larga en la cima del modelo,  $k$  una constante adimensional igual a 130.0,  $z_{top}$  la cima del modelo, y  $dn_0$  es la densidad en la cima de las nubes, que se aproxima a  $1.03 \text{ kg m}^{-3}$ .

**Perfiles iniciales** Su estructura es similar a la del caso BOMEX, aunque la inversión es un poco más fuerte, tanto en temperatura como en humedad. Los valores de viento real y geostrófico están basados en estudios observacionales (Augstein *et al.*, 1974).



**Figura 6.1:** Perfiles iniciales de humedad, temperatura y viento

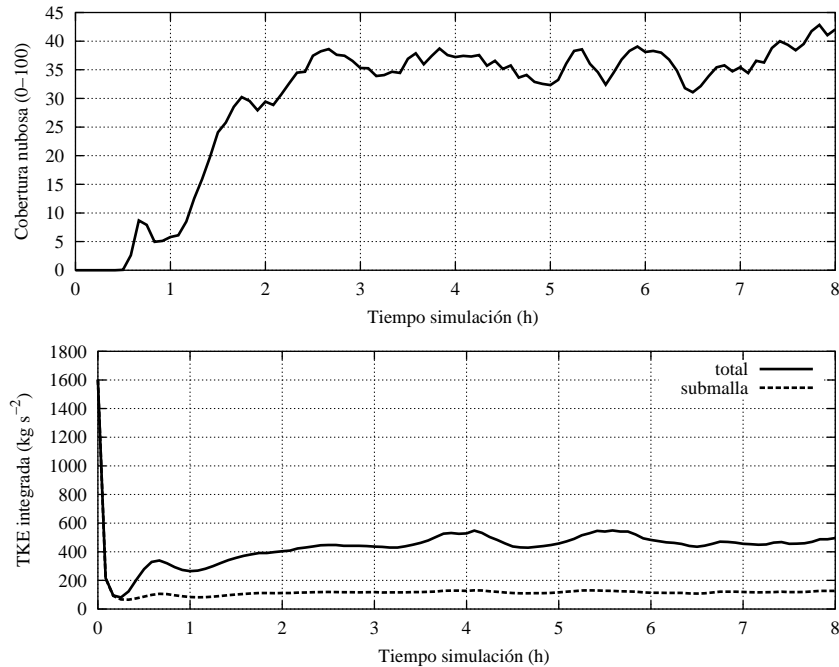
**Otros aspectos de la inicialización** Se prescribe un ruido aleatorio sobre la temperatura inicial de amplitud  $\pm 0.1$  K y sobre la humedad inicial de  $\pm 0.025$  g kg $^{-1}$ . Y se impone un perfil inicial de energía cinética submalla de valor  $e_{ini} = 1 - z/3000$  (m $^2$  s $^{-2}$ ) hasta 3000 m. El parámetro de Coriolis se fija a  $f = 3.76 \cdot 10^{-5}$  s $^{-1}$  (equivalente a una latitud de 14.94° N).

## 6.2. Resultados

Para las 8 horas de simulación propuestas, se empleó un paso de tiempo de  $\Delta t = 2.5$  s, promediando las estadísticas y magnitudes a estudio a las 5 últimas horas, pues se considera (Stevens *et al.*, 2001) que con este intervalo los resultados son suficientemente representativos del estado estacionario buscado. Se realizó una traslación galileana del viento de forma que minimizara sus valores medios, aunque a diferencia de los casos anteriores, el perfil inicial de viento prescrito y del valor geostrófico no constantes con la altura dificultó una elección óptima. Finalmente, se eligió una traslación del viento en todo el dominio de  $u_{gal} = -4$  m s $^{-1}$ ,  $v_{gal} = -1$  m s $^{-1}$ . En el apartado 6.3 se discute en detalle esta cuestión.

### 6.2.1. Estacionariedad. Series temporales

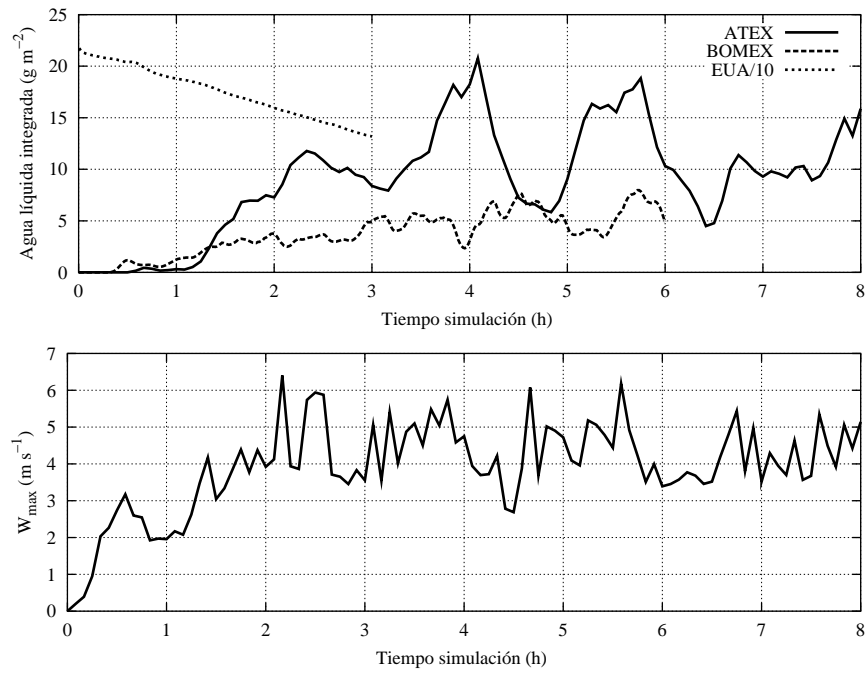
En primer lugar, se muestran las series de cobertura nubosa y de energía cinética en cada paso de tiempo, integradas verticalmente a todo el dominio de simulación:



**Figura 6.2:** Series temporales de nubosidad y TKE integrada, caso ATEX

En ambas series, como en los casos anteriores, se puede comprobar que se alcanza un estado estacionario durante gran parte de la simulación, y sobre todo en la segunda mitad del

periodo simulado. Se puede considerar entonces que los promedios que se realicen sobre toda la segunda parte de la simulación (horas 3 a 8) serán representativos de las características físicas y dinámicas de esta capa límite nubosa. La cobertura se encuentra en torno al 30-40 %, estando entonces situado en condiciones intermedias respecto a los casos analizados en los dos capítulos anteriores, como se había planteado a priori. La TKE integrada muestra una serie muy estacionaria, y como reflejo de la energía total presente en el dominio, se trata de un diagnóstico sólido y robusto para constatar el estado estacionario alcanzado.

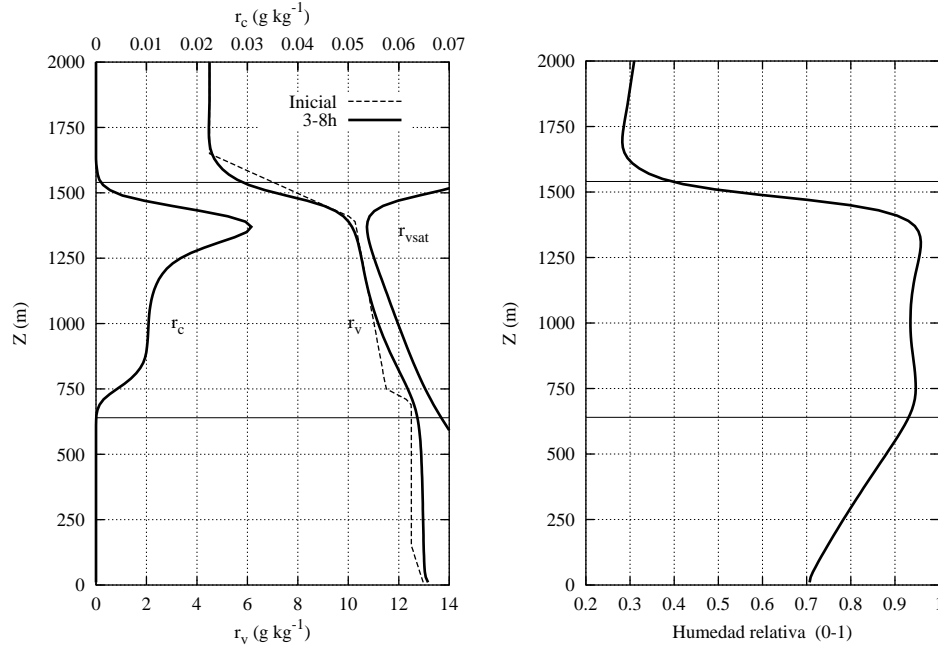


**Figura 6.3:** Series temporales de LWP para los tres casos y  $w_{\max}$ , caso ATEX

En la figura 6.3.arriba se muestra la serie temporal de la cantidad de agua líquida integrada (línea continua), comparada con los valores obtenidos en los simulaciones de los dos capítulos anteriores. Por una parte puede comprobarse, aunque con una oscilación importante, una tendencia clara hacia la estacionariedad ya observada en las gráficas anteriores, y en su comparación con los otros casos sus valores nos confirman que se trata de un caso intermedio también en cuanto a cantidad de agua, entre los 170-180  $\text{g m}^{-2}$  de los estratocúmulos de EUA (en la gráfica se muestra dividido por 10), y los 10  $\text{g m}^{-2}$  del caso de baja cobertura BOMEX. La cantidad de agua se encuentra mucho más cerca del caso de cúmulos BOMEX, con máximos que no superan los 20  $\text{g m}^{-2}$ . En la gráfica inferior se muestra la velocidad vertical máxima obtenida en cualquier punto del dominio. Aunque se trata de nubes de poco desarrollo, con velocidades ascendentes entonces pequeñas, en esta gráfica se alcanzan valores de 4-5  $\text{m s}^{-1}$ , picos que se mantienen a lo largo de toda la simulación, lo que indica que existen ascensos vigorosos en alguna parte del dominio en toda la simulación.

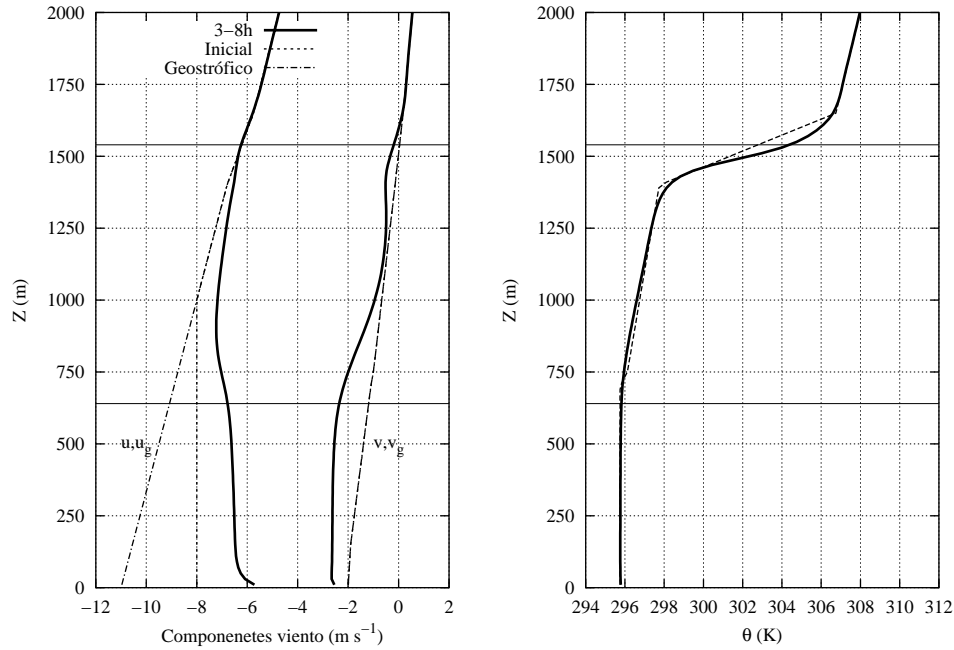


### 6.2.2. Campos medios de la capa límite nubosa de cúmulos



**Figura 6.4:** Perfiles de humedad relativa y vapor de agua ( $r_v$ ), agua de nube ( $r_c$ ) y humedad saturante ( $r_{vsat}$ ), promedio 3<sup>a</sup>-8<sup>a</sup> horas. Dos líneas horizontales delimitan la capa nubosa promedio en las siguientes gráficas

El vapor de agua (figura 6.4.izq) da una clara idea de la estacionariedad de esta simulación, pues permanece prácticamente inalterada durante toda la simulación respecto a sus valores iniciales, mostrando únicamente un suavizamiento del salto en la base de la nube y en la zona de la inversión en el transcurso de las 8 horas. Los cúmulos formados en torno al nivel de condensación por ascenso correspondiente a la base de la capa nubosa se muestran en el perfil de agua de nube ( $r_c$ ) mediante ese fuerte crecimiento de su valor en esa zona. Pero además existe un fuerte máximo cerca de la cima de la capa nubosa, en vez del decrecimiento del caso BOMEX, resultado de una tendencia de la capa nubosa a ir creando una zona estratocumuliforme cerca de la inversión, como quedará confirmado más adelante al analizar otros campos. En esa zona cercana a la inversión es donde mayor variabilidad existe, y donde mayor dispersión se daba en la comparación entre diferentes modelos (Stevens *et al.*, 2001), aunque todos mostraban un comportamiento consistente con el aquí descrito. En esa misma gráfica de la izquierda, se muestra el perfil vertical de humedad saturante, cercano al de humedad en toda la capa nubosa, y cuya diferencia es mínima cerca de la cima de la capa, como confirma el perfil de humedad relativa (figura 6.4.dcha). Este posee una estructura de doble máximo, uno cerca de la base de la nube y otro cerca de la cima, consistente con el análisis planteado para el perfil de  $r_c$ . El perfil de temperatura potencial muestra una estacionariedad en su perfil similar al perfil de  $r_v$ , manteniendo inalterado el gradiente condicionalmente inestable característico de una capa nubosa con cúmulos someros del perfil inicial. Esta gran estacionariedad es en buena parte la consecuencia del equilibrio entre los



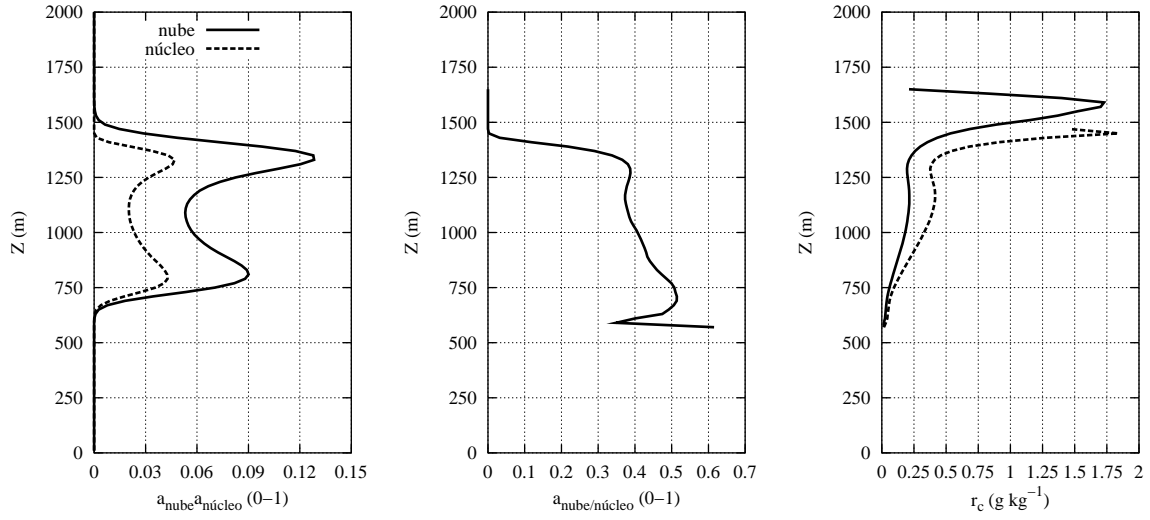
**Figura 6.5:** Temperatura  $\theta$  y componentes horizontales del viento  $(u, v)$ , promedio 3<sup>a</sup>-8<sup>a</sup> horas

diferentes forzamientos prescritos sobre el dominio euleriano de estudio (Stevens *et al.*, 2001). Los perfiles de velocidad horizontal también constatan los cambios tan pequeños que se producen a lo largo de las 8 horas de simulación en el estado medio de la capa límite nubosa, aunque muestran una estructura un poco más compleja, con ligeros máximos relativos, en la componente zonal en la zona de la base de la capa nubosa, y en la meridiana más cerca del suelo.

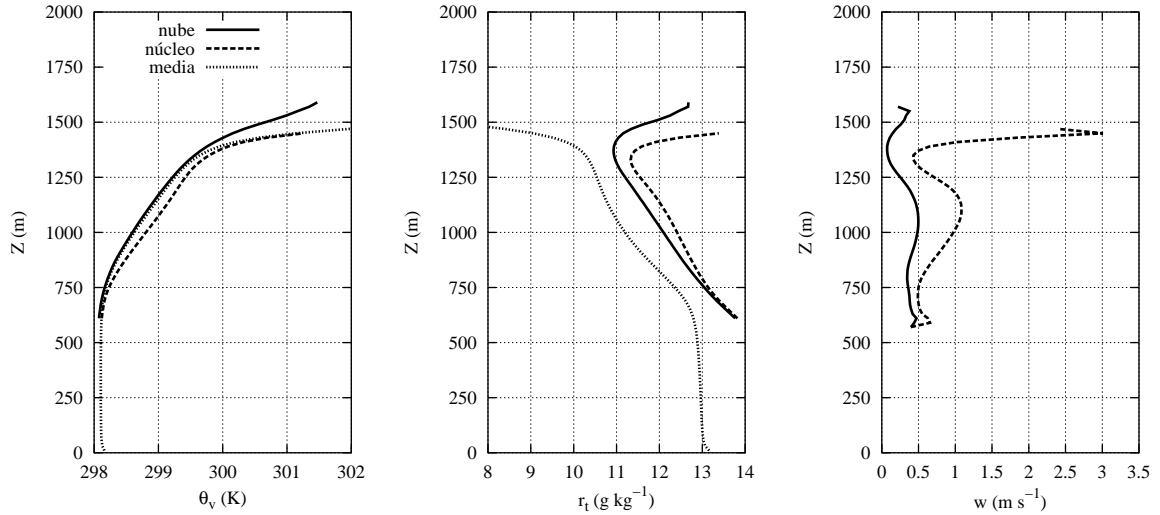
### 6.2.3. Diagnósticos condicionados: área de nubes

La fracción nubosa (figura 6.6.izq, línea continua) presenta dos máximos, uno mayor cerca de la cima de la capa ( $\sim 0.13$ ) y otro en la base de la nube (ligeramente menor de 0.1). Como en BOMEX, la cobertura total de la serie temporal (figura 6.2) da valores claramente superiores (0.3-0.4), probablemente asociado a la cizalla de los cúmulos aislados, y a un no solapamiento vertical de la capa estratiforme de la zona superior y los cúmulos inferiores. La fracción de área de núcleo no alcanza el 4 % en la base de la capa nubosa, descendiendo con la altura hasta los 1100 m, de manera muy similar a lo obtenido para el caso BOMEX, con un nuevo ascenso en la zona superior de la capa nubosa. La fracción de puntos nubosos activos (figura 6.6.medio) ronda el 50 % en la mitad de la capa nubosa, siendo ligeramente superiores en la base, pues ahí se generan la mayor parte de las ascendencias. En la parte superior se produce un brusco descenso, cuya causa podría ser en parte que el muestreo se realiza ya sobre muy pocos puntos, y en parte a que en esa zona la embrionaria capa estratiforme está formada por ascensos nubosos que se han esparcido horizontalmente a lo largo de la inversión, por lo

que no serían zonas especialmente activas.



**Figura 6.6:** Fracción de puntos nubosos y de núcleo de nube, promedio 3<sup>a</sup>-8<sup>a</sup> horas



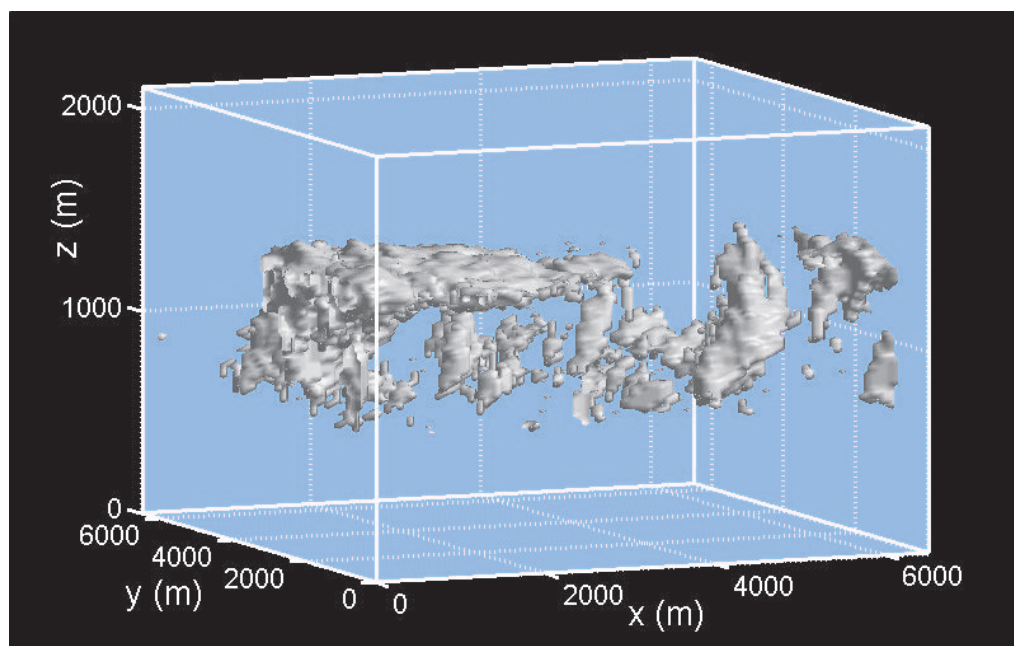
**Figura 6.7:** Temperatura virtual ( $\theta_v$ ), humedad total ( $r_t$ ), y velocidad vertical  $w$ , en zonas nubosas y de núcleo, promedio 3<sup>a</sup>-8<sup>a</sup> horas

El agua de nube promedio a zonas nubosas o de núcleo (6.6.dcha) muestra claramente la diferente dinámica de las dos capas, con un crecimiento suave de  $r_c$  al ascender en la capa nubosa, pero con un aumento muy brusco en la zona correspondiente a la capa superior con aspecto ya casi estratocumuliforme, pasando de valores en torno a  $0.4 \text{ g kg}^{-1}$  en 1200 m, hasta valores de casi  $2 \text{ g kg}^{-1}$  en 1450 m. De hecho, en Stevens *et al.* (2001) se sugiere una forma de muestrear los puntos de forma que separe el comportamiento cumuliforme del estratiforme (promediando aquellos puntos de núcleo sólo si su cantidad de agua es al menos la mitad del valor adiabático (sin entrainment) a esa altura), obteniéndose entonces resultados mucho menos “estratiformes”, mucho más parecidos al caso BOMEX. Esto se puede interpretar también

como el resultado de una débil interacción dinámica en este caso de la capa estratiforme y los cúmulos.

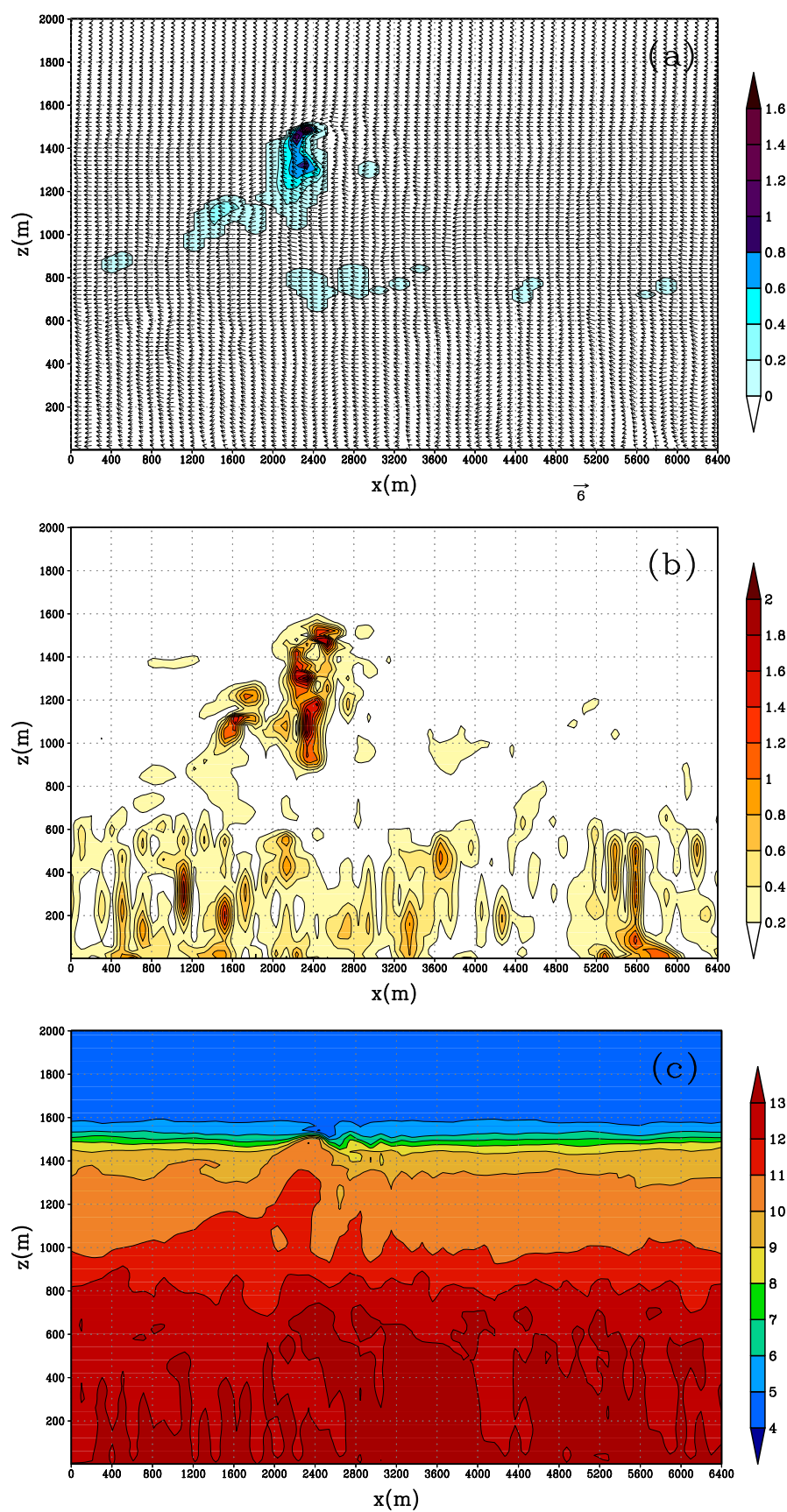
El perfil de temperatura virtual corrobora los resultados encontrados en el caso BOMEX.  $\theta_v$  (figura 6.7.izq) es sólo ligeramente superior en los puntos de núcleo que en los nubosos, y ellos respecto a la media a toda la capa como se describe en Bechtold y Cuijpers (1995). Además, los valores del núcleo tienden a los valores medios en la cima de la capa nubosa, efecto ya comentado en BOMEX, resultado posiblemente de que sólo los núcleos menos mezclados por entrainment llegan tan arriba. La humedad total en la base de la capa nubosa (figura 6.7.centro) es superior a su valor promedio global, y cercano a los valores en superficie, lo que significaría (Stevens *et al.*, 2001) que las raíces de los ascensos que penetran en la capa nubosa provienen desde el suelo. En el apartado de estructuras tridimensionales, se observará este resultado más claramente. Las velocidades ascendentes (figura 6.7.dcha) son crecientes hasta la mitad de la capa nubosa, pero luego la dinámica estratiforme hace que las velocidades descendan claramente en la zona superior de la capa, tanto el promedio nuboso como el de núcleo, excepto un repunte final de los puntos de núcleo nuboso.

#### 6.2.4. Estructura tridimensional

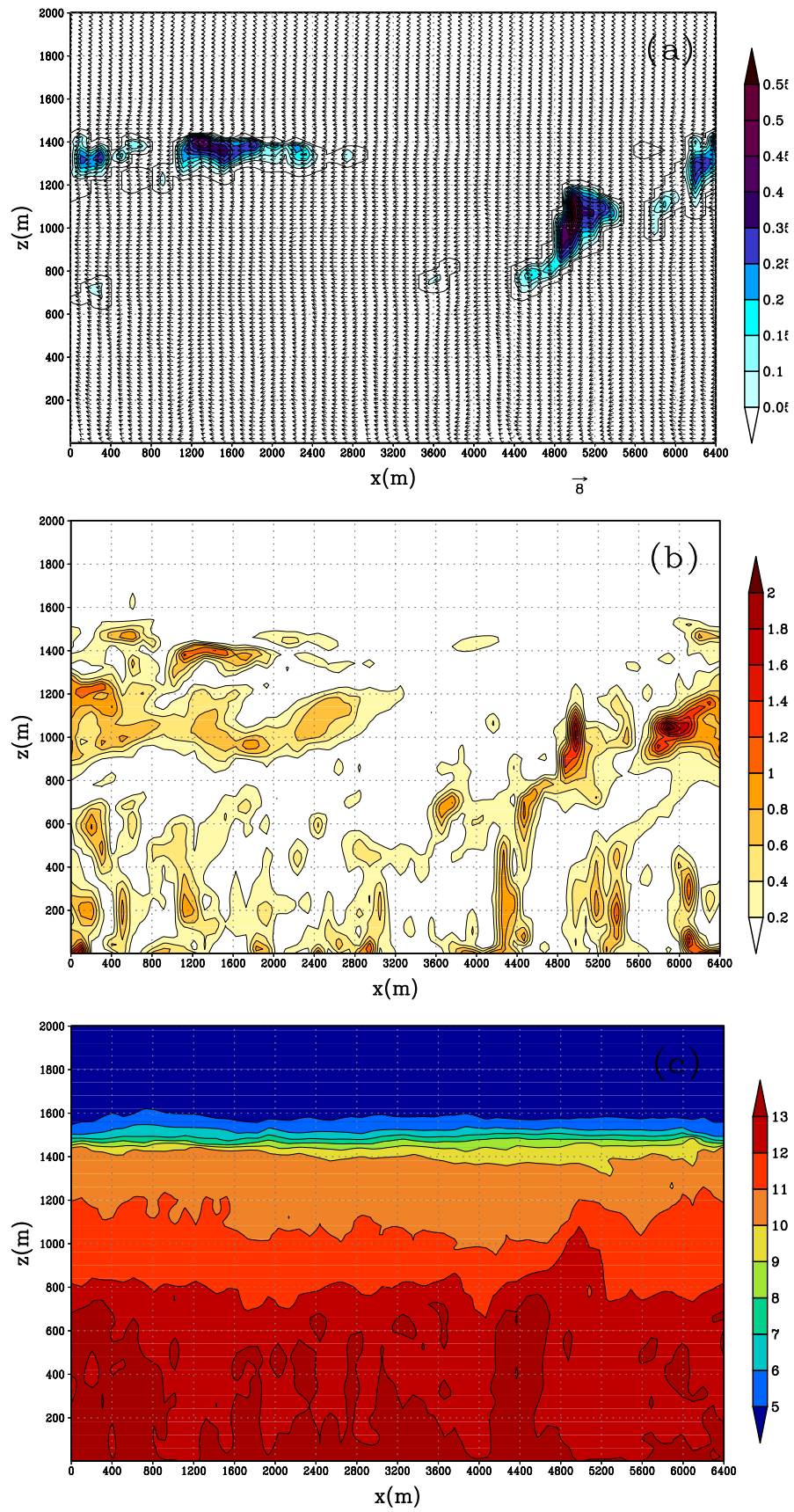


**Figura 6.8:** Aspecto tridimensional del campo de nubes cúmulo en  $t=7h$

La figura 6.8 muestra cualitativamente en campo tridimensional de nubes, donde ya se puede apreciar visualmente cómo algunas nubes se esparcen sobre la inversión, para generar ese máximo en la cima de la capa nubosa, además de otras nubes cúmulo aisladas en diferentes estados de evolución.



**Figura 6.9:** Corte vertical ( $Y=53$ ) de agua de nube ( $r_c$ ) y viento ( $w;u$ ) (superior); TKE resuelta (medio); y vapor de agua ( $r_v$ ) (inferior), en  $t=7h$



**Figura 6.10:** Corte vertical ( $X=15$ ) de agua de nube ( $r_c$ ) y viento ( $w;u$ ) (superior); TKE resuelta (medio); y vapor de agua ( $r_v$ ) (inferior), en  $t=7h$



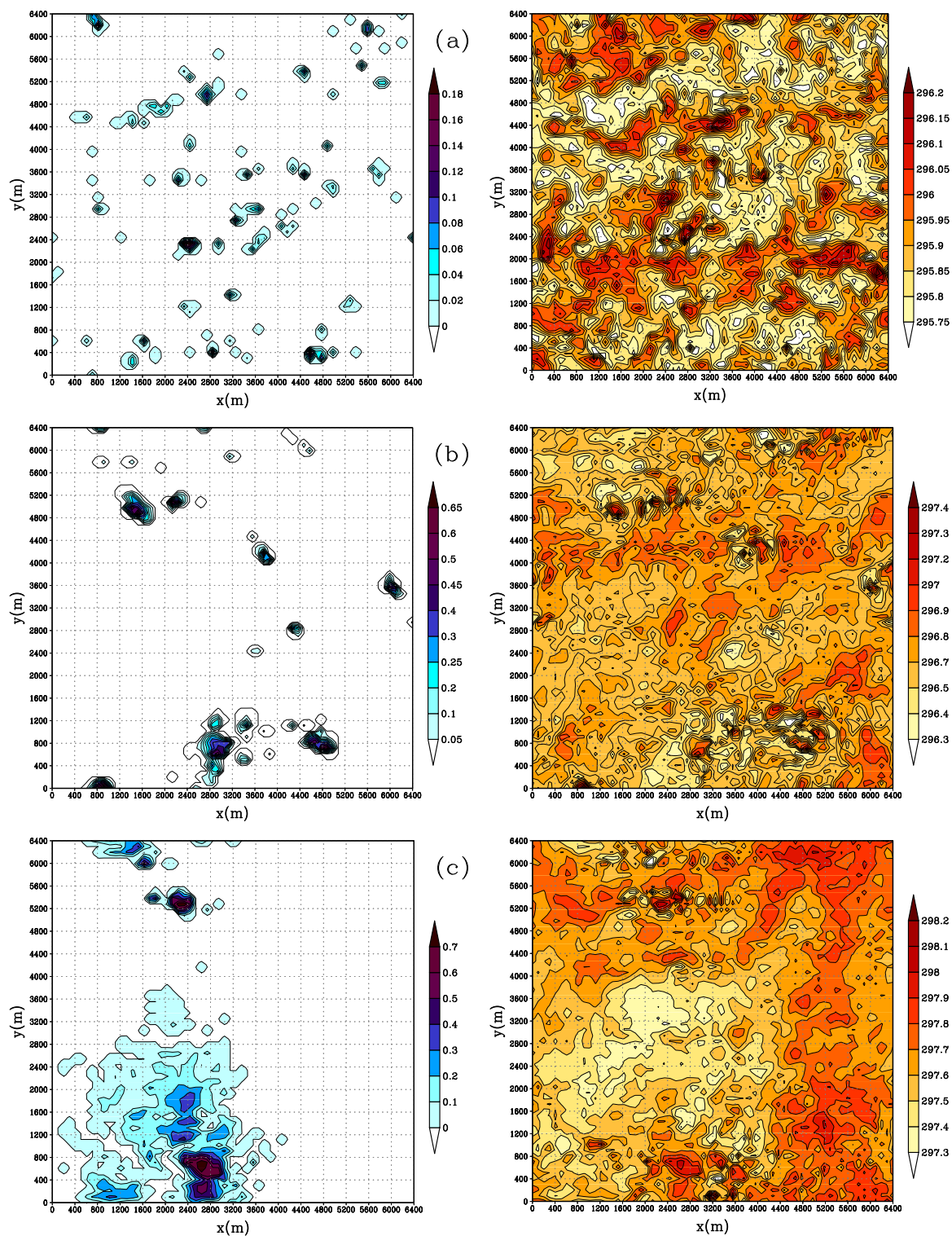
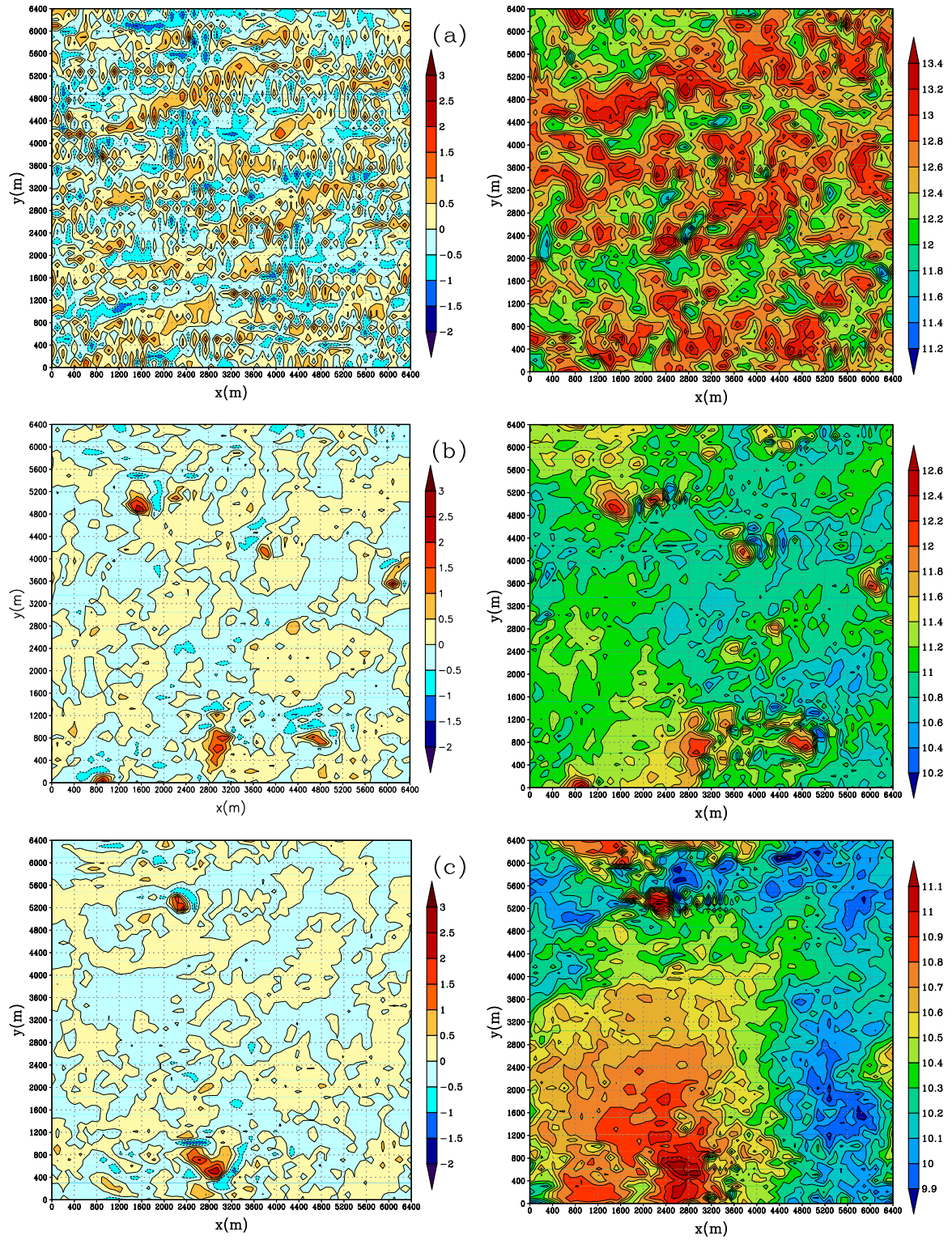


Figura 6.11: Cortes horizontales de agua de nube y  $\theta$  a 700 m (a), 1000 m (b), y 1300 m (c),  $t=7h$

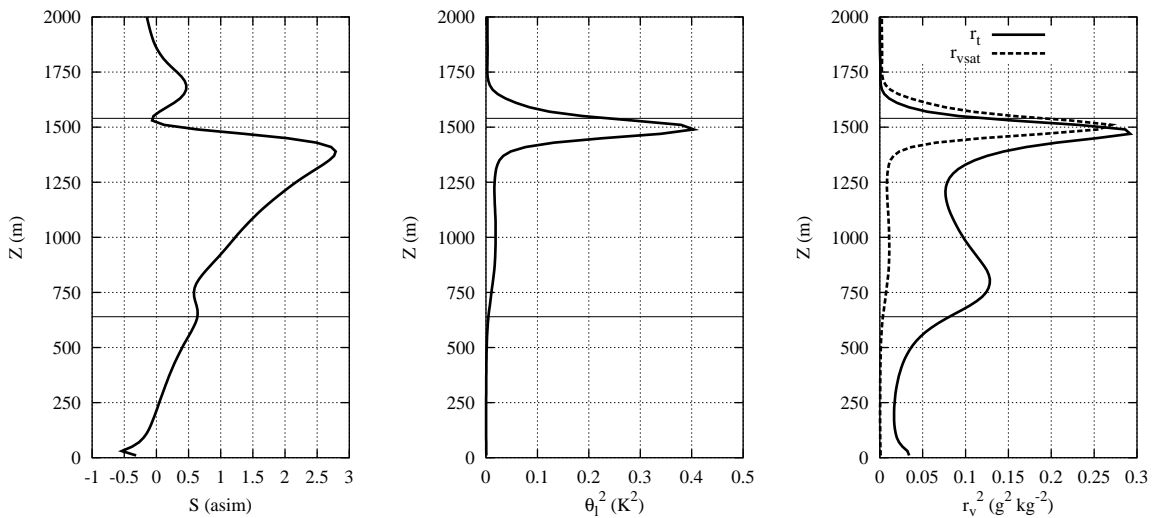


**Figura 6.12:** Cortes horizontales de velocidad vertical  $w$  y vapor de agua  $r_v$  a 700 m (a), 1000 m (b), y 1300 m (c),  $t=7h$



En las páginas anteriores se dibujan cortes verticales (figuras 6.9 y 6.10) y horizontales (figuras 6.11 y 6.12), correspondientes a la figura tridimensional anterior, en la hora 7 de simulación. En las figuras 6.9 y 6.10 se muestran los cortes verticales en dos puntos del dominio de estudio, que permiten observar tanto los cúmulos aislados que se desarrollan en la capa condicionalmente inestable, como la tendencia a irse generando una capa estratocumuliforme en la cima de esa capa, en torno a 1200-1300 m. Las perturbaciones en el campo de humedad no son, curiosamente, excesivamente grandes. La energía es, como en el caso BOMEX, un resultado claro de los procesos de condensación. La doble estructura nubosa es más clara en los cortes horizontales (figuras 6.11 y 6.12), donde se muestran los cortes a 700 m (en torno al LCL), en 1000 m (representativo de la mitad de la capa nubosa), y 1300 m (cerca de la inversión). El aspecto de las nubes en la base de la capa nubosa (figuras (a) de ambas páginas) es muy similar a la de BOMEX, con múltiples células nubosas de tamaño pequeño, que se generan por las corrientes ascendentes que consiguen penetrar en la capa nubosa. A mitad de la capa (figuras (b)), sólo las corrientes mas vigorosas han sido capaces de sobrevivir, mostrándose ya muchas menos estructuras, pero más organizadas. Las figuras (c) muestran claramente esa tendencia a generar una capa estratiforme (un aplastamiento de los ascensos contra la inversión, claramente visible en los campos de humedad (6.12.c.dcha), con valores claramente superiores al entorno donde no existe esa embrionaria capa estratiforme, y agua de nube (6.11.c.izq), con una extensa zona de agua y un máximo de  $r_c \approx 0.7 \text{ g kg}^{-1}$ ), estructura completamente diferente de las observadas en el caso BOMEX. El campo de TKE refleja con claridad las zonas de creación energética asociadas a las nubes más vigorosas, así como las circulaciones de los remolinos que mezclan la capa subnube convectiva, en los cortes verticales de las figuras 6.9 y 6.10.

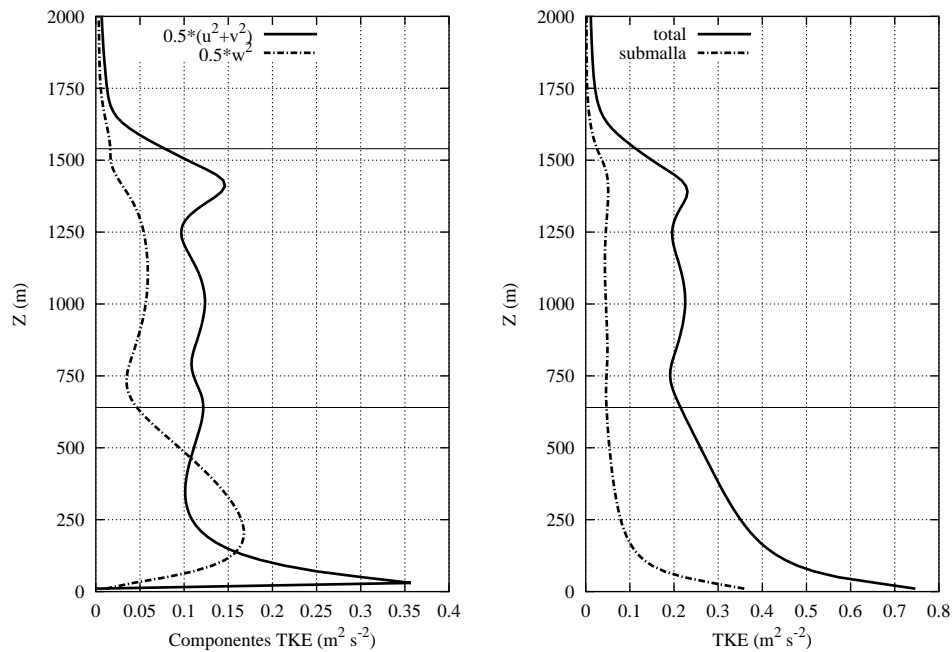
### 6.2.5. Descripción de la turbulencia. Asimetría



**Figura 6.13:** Coeficiente de asimetría y varianzas de  $\theta_l$  y  $r_t$ , promedio 3<sup>a</sup>-8<sup>a</sup> horas

**Asimetría. Varianzas** El perfil de asimetría de la velocidad (figura 6.13.izq) es muy similar al del caso BOMEX, pues refleja una estructura dinámica similar, con corrientes ascendentes de menor área (de ahí el descenso en  $a_{nucleo}$  con la altura), pero más fuertes (perfiles de  $w$  condicionados a puntos de nube o de núcleo). Sin embargo, el máximo de  $S$  es claramente inferior al de caso BOMEX, reflejo de unas corrientes menos asimétricas en la parte superior, seguramente relacionado con la capa de estratocúmulos que en este caso existe, a diferencia del caso anterior. Además, el perfil en la capa subnube parece comportarse una vez más de manera muy consistente con el de una capa convectiva seca típica, hecho ya constatado en las primeras simulaciones de capas convectivas con nubes (Sommeria, 1976). Las varianzas de temperatura y humedad presentan un máximo claro en la cima de la capa nubosa, resultado relacionados con la inhibición de los movimientos verticales y su transformación en movimientos horizontales generados por la presencia de la inversión, dando lugar a variabilidades muy importantes. Cuando se comparan entre si diferentes modelos LES, la intensidad de estos máximos es uno de los aspectos en los que más dispersión presentan (Stevens *et al.*, 2001). La varianza de la humedad total (6.13.dcha) presenta un segundo máximo inferior cerca de la base de la capa nubosa, lo que indica de alguna forma que en los perfiles de humedad son los que de una manera más clara identifican las zonas de transición entre capas (Stevens *et al.*, 2001).

### Energía cinética turbulenta



**Figura 6.14:** Descomposiciones de la TKE, promedio 3<sup>a</sup>-8<sup>a</sup> horas

Las componentes horizontal y vertical de la TKE muestran una estructura característica una

vez más: la parte horizontal tiene máximos relativos en las zonas cercanas a inversiones o inhibiciones del movimiento vertical, como es suelo y la base o cima de la capa nubosa. La componente vertical muestra el máximo típico de la capa subnube convectiva, cuyo valor es muy sensible al uso de la traslación galileana (como en el caso BOMEX). En la capa nubosa, la varianza vertical de la nubosidad presenta un ligero crecimiento, con un máximo un poco por encima de la mita de la capa, lo que reafirma la descripción obtenida a partir del perfil de asimetría  $S$  y la velocidad vertical en puntos nubosos, en la que los ascensos ocupan cada vez áreas más estrechas y con valores más altos. Respecto a los valores resueltos y submalla de TKE, las contribuciones submalla son más significativas cerca del suelo, como en las otras simulaciones.

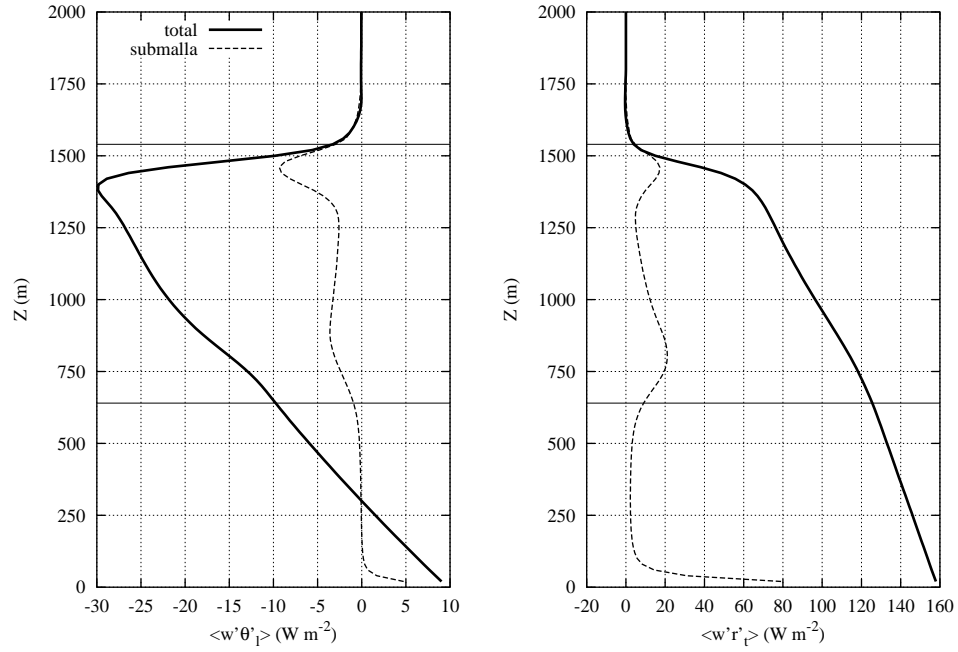
### Flujos turbulentos verticales de humedad y temperatura

En la figura 6.15 se muestran los perfiles de las variables conservativas, tanto su componente submalla como el flujo total. Los perfiles muestran un perfil aproximadamente lineal, en consonancia con su condición de variables conservadas. El mínimo del flujo de  $\theta_l$  se produce en la zona de la cima de la nube. El flujo de humedad total muestra un decrecimiento continuo desde el suelo hasta la cima de la nube, que indica que el mayor transporte se produce en la capa superficial. El perfil de humedad (figura 6.4) total permanece constante, por lo que los otros procesos compensarán el transporte turbulento neto de humedad hacia la capa nubosa. La parte submalla es pequeña, excepto en aquellas zonas en las que los movimientos de mayor escala se ven inhibidos, y los remolinos turbulentos pequeños son más importantes, como sucede cerca del suelo, en la zona de la inversión, y en la base de la nube. Respecto al perfil de flotabilidad, presenta el habitual máximo en el interior de la capa nubosa asociado a los cambios de fase, en la misma altura que el máximo del flujo de agua de nube. También presenta el habitual mínimo en la base de la nube, negativos en este caso, que indica una tendencia hacia el desacople de la capa nubosa respecto a la capa subnube.

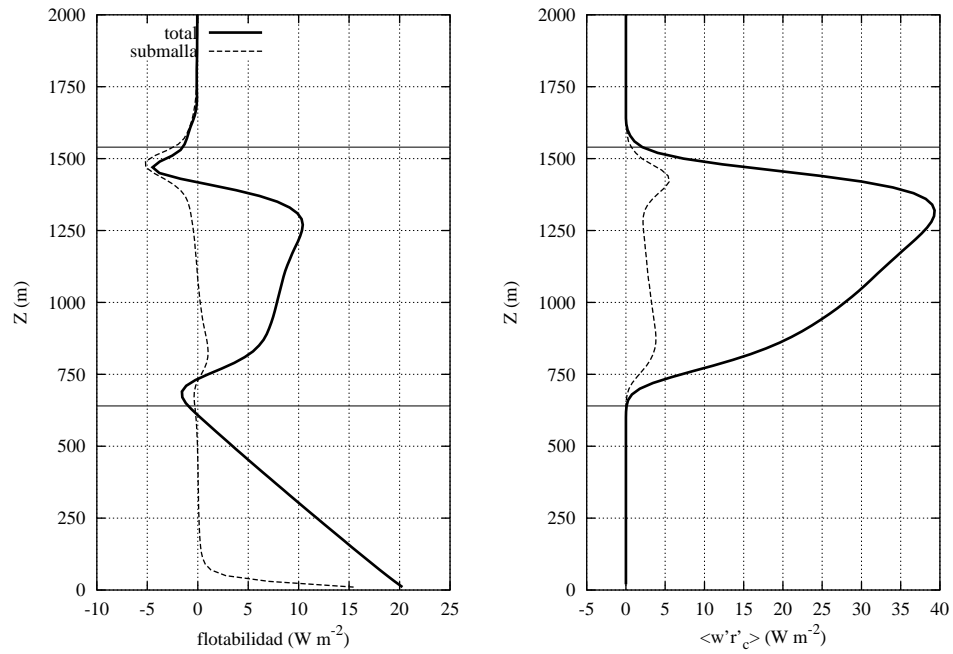
Como en el caso BOMEX, el máximo de  $\overline{w'r'_e}$  se produce en la zona superior de la capa nubosa, correspondiendo a la altura en que la evaporación neta supera a la condensación. El perfil en el interior de la nube es diferente al obtenido en el caso BOMEX, pues ahora el máximo se produce más hacia la parte superior de la capa, y en cualquier caso, con un perfil creciente en gran parte de la misma, mientras que en el caso BOMEX, el máximo se producía más abajo, para luego ir decreciendo hasta la cima de la capa nubosa. Probablemente este máximo más alto estará causado por esa capa de tendencia estratocumuliforme existente en la parte superior de la misma, que desplaza la zona de mayor intensidad de los procesos e cambio de fase respecto al caso puramente de cúmulos someros.

### Balance de energía cinética

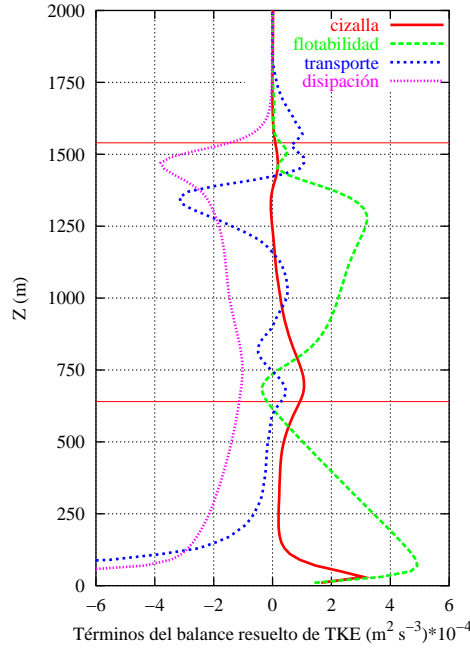
En la figura 6.17 se muestran los términos del balance de energía cinética resuelta. Además de la contribución a la TKE correspondiente a la flotabilidad (analizada en el apartado anterior),



**Figura 6.15:** Flujos resuelto y submalla de las magnitudes conservativas:  $\overline{(w'\theta'_l)}$  y  $\overline{(w'r'_t)}$ , promedio 3<sup>a</sup>-8<sup>a</sup> horas



**Figura 6.16:** Flujos de flotabilidad y agua de nube:  $\overline{(w'\theta'_v)}$  y  $\overline{(w'r'_c)}$ , promedio 3<sup>a</sup>-8<sup>a</sup> horas

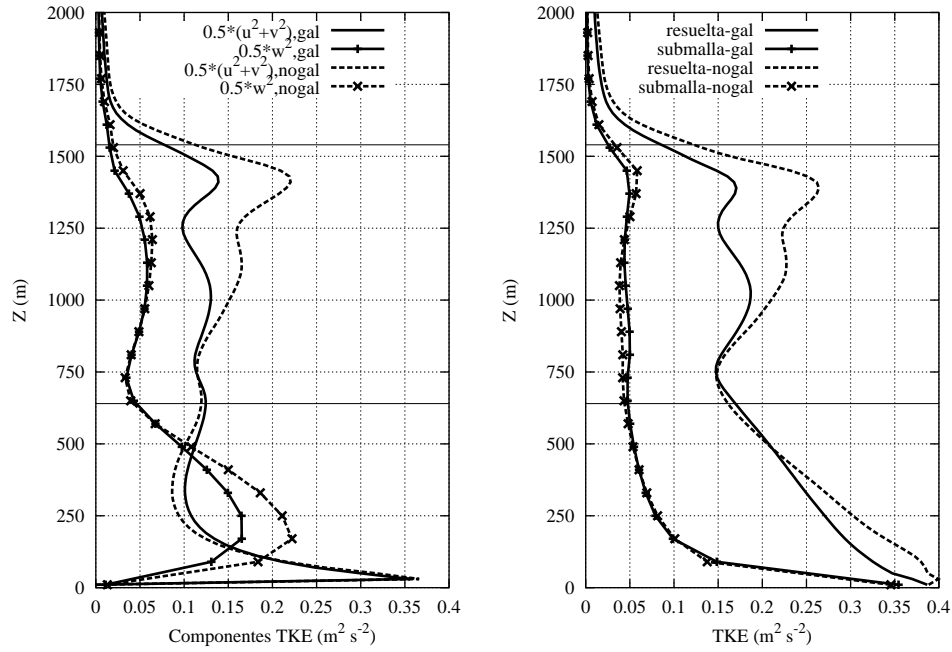


**Figura 6.17:** Balance de energía cinética resuelta, promedio 3<sup>a</sup>-8<sup>a</sup> horas

en este balance se puede ver cómo la cizalla no es significativa, salvo en aquellas zonas de fuerte estratificación térmica, como cerca del suelo o en la base de la nube. El transporte neto de TKE es fuertemente negativo en la capa subnube, impidiendo la acumulación de TKE en esa zona, para dar luego un transporte ligeramente positivo en la base de la capa nubosa, coincidiendo con el mínimo negativo de flotabilidad, comportamiento muy similar al obtenido en el caso BOMEX. El término de transporte vuelve a ser negativo en la parte inferior de la capa nubosa, oscilando en un intervalo de valores pequeños en gran parte de la capa, para finalmente generar valores claramente negativos cerca de la cima de la capa nubosa, coincidente con el máximo de flotabilidad. La disipación tiende en buena medida a compensar los anteriores términos, pues la TKE permanece aproximadamente estacionaria en todo el periodo de simulación (el almacenamiento neto de TKE es muy pequeño, aunque no se muestra en la gráfica), como la serie del valor integrado de energía cinética indicaba.

### 6.3. Pruebas de sensibilidad de la simulación

**Traslación galileana** Finalmente, se estudió la sensibilidad de los resultados al uso de la traslación galileana para el viento medio. Los resultados y conclusiones son similares a los obtenidos en los dos casos anteriores, de forma que el impacto más claro de la no traslación galileana del viento redistribución horizontal/vertical de la TKE ligeramente diferente, observándose un máximo más acentuado de  $\overline{w'^2}$  en la capa subnube cuando no se realiza la traslación.



**Figura 6.18:** Términos de TKE, con y sin traslación galileana, promedio 3<sup>a</sup>-8<sup>a</sup> horas

En este caso, además del comportamiento de ese máximo subnube (analizado en detalle en Stevens *et al.* (2001)), también la componente horizontal es sobreestimada respecto a los valores obtenidos con traslación galileana. Este caso tiene la peculiaridad respecto a los anteriores de un forzamiento geostrófico y vientos en altura no constantes, por lo que quizás una traslación del viento constante para todos los niveles sea la responsable de esa reducción en los valores de las varianzas de la componente horizontal no observada en los otros casos.

## 6.4. Conclusiones

Se ha conseguido una simulación estacionaria de un estado intermedio de nubosidad de la capa límite, distinguiéndose dos zonas claramente diferentes de nubosidad, una inferior, típica de cúmulos someros, y otra superior, con una clara tendencia estratocumuliforme. Las diferentes características de cada tipo de nubes quedan reflejadas en diferentes campos, con estructuras de dobles máximos en la base y en la cima de la capa nubes. Los valores promediados a puntos nubes y únicamente del núcleo de los mismos describen con precisión los aspectos importantes del transporte y la termodinámica nubes (Stevens *et al.*, 2001).



## Capítulo 7

# Simulaciones unidimensionales (SCM) de la capa límite nubosa

### 7.1. Introducción

Frente a los resultados más detallados y realistas de los modelos LES, los esquemas unidimensionales de la capa límite nubosa presentan a cambio varios aspectos de gran interés (capítulo 1): por una parte se pueden considerar como un enlace entre la modelización numérica tridimensional de alta resolución (LES), y los modelos de área limitada operativos (LAM) y los de circulación general atmosférica (GCM) o de clima (Randall *et al.*, 1996) debido a la descripción numérica más sencilla que estos modelos realizan de los procesos físicos causada por sus limitaciones computacionales y de resolución; por otra, este trabajo presenta un interés adicional, al tratarse de la versión unidimensional del esquema numérico del LES empleado en las simulaciones de los capítulos anteriores. Esto permite comparar los resultados de las diferentes parametrizaciones que se estudien en el SCM frente a una base de datos consistente, los resultados de alta resolución del LES. El objetivo principal en este apartado del trabajo consiste en la búsqueda de una formulación única del SCM de los diferentes tipos de capa límite nubosa. Tradicionalmente se han empleado parametrizaciones muy diferentes para estudiar la capa límite de estratocúmulos y de cúmulos, pues en principio su dinámica es muy diferente, como se ha mostrado en los tres capítulos anteriores. Así, para la modelización 1D de estratocúmulos se ha empleado la condición de capa bien mezclada respecto a las variables conservativas, primero mediante esquemas de capa de mezcla (Lilly, 1968). Más adelante se propusieron esquemas de turbulencia similares a los usados en la modelización de la capa límite convectiva seca, pero con variables conservativas (Cuxart y Sánchez, 1997; Lenderink y Holtslag, 2000; Abdella y McFarlane, 2001). Frente a ellas, las simulaciones de una capa límite con cúmulos se han estudiado desde su perspectiva convectiva, empleando por tanto típicamente esquemas de flujo de masa (Cotton, 1975; Siebesma y Holtslag, 1996), o bien cierres turbulentos, pero de orden alto (Yamada y Mellor, 1979; Bougeault, 1981b).



También desde la óptica de los procesos de precipitación, en los modelos de baja resolución ambos tipos de nubes se han tratado de forma diferente: los procesos que puede resolver (precipitación estratiforme o de gran escala), y los que no puede o son de tamaño muy inferior (precipitación convectiva o de escala local, que incluye tanto la convección profunda como la somera). Numerosos trabajos intentan compatibilizar ambas descripciones de las nubes de capa límite, pues aunque poseen diferente dinámica, ambos tipos de nubosidad coexisten en la atmósfera y se producen transiciones graduales entre unas y otras (apartado 2.2). Es interesante entonces buscar un esquema capaz de considerar todos los tipos diferentes de condiciones nubosas de forma unificada, incluyendo los casos extremos los antes descritos. Así, Lappen y Randall (2001b) plantean una aproximación a la descripción de los estratocúmulos a partir de un esquema de flujo de masa en el que se incluyen algunos aspectos de los cierres turbulentos, obteniendo resultados prometedores. Otros trabajos (Bechtold *et al.*, 1992, 1995; Bechtold y Siebesma, 1998) han explorado el uso de un esquema de condensación submalla estadístico para representar tanto saturaciones elevadas típicas de los estratocúmulos, como las bajas sobresaturaciones que tienen lugar en los cúmulos (ver el apartado 3.5.5).

## 7.2. Versión SCM de Meso-NH: longitud de mezcla en presencia de nubes

En este capítulo se va a proponer una aproximación diferente, explorando la capacidad de un esquema de turbulencia puro para representar los diferentes tipos de capa límite nubosa. Los aspectos clave del cierre de las ecuaciones de la turbulencia en estas condiciones son dos:

- La representación de la nubosidad y la cantidad de agua cuando la cobertura nubosa no es completa, mediante un esquema estadístico de condensación submalla que permite valores intermedios entre la cobertura total ( $N=1$ ) y la ausencia de nubosidad ( $N=0$ ).
- El empleo de una longitud de mezcla que cierra las ecuaciones del esquema 1.5 de turbulencia de Meso-NH (ver 3.6), capaz de representar la mezcla no local, y que tenga en cuenta la presencia de los diferentes tipos de nubosidad y sus diferentes características.

En este trabajo se emplea la formulación de la condensación submalla estadística descrita en el apartado 3.5.5. El trabajo se concentra en el estudio de una longitud de mezcla que incluya en su formulación la presencia y los aspectos físicos y dinámicos de los diferentes tipos de nubes de capa límite. En los trabajos de Bechtold *et al.* (1992, 1995) se estudia también la capacidad de un esquema de turbulencia con un cierre de orden 1.5 de representar los diferentes tipos de nubosidad, incidiendo en la necesidad de usar un esquema de condensación submalla que tenga en cuenta los casos de baja saturación, y por tanto, una formulación asimétrica de las distribuciones estadísticas submalla. El cierre de las ecuaciones de la turbulencia en los esquemas de orden 1.5 se realiza a través de una longitud de mezcla que sea representativa de los movimientos más energéticos que mezclan toda la capa límite nubosa (apartado 3.5.4).

La aplicación de esta idea a la obtención de una parametrización capaz de representar tanto la mezcla que se produce en una capa de estratocúmulos (bien mezclada respecto de  $\theta_l$  y  $r_l$ ), como en una capa límite de cúmulos someros (donde la cobertura nubosa es parcial, y la circulación convectiva y por tanto la mezcla que genera presentan una clara asimetría entre ascensos aproximadamente saturados y descensos básicamente no saturados), ha llevado a definir dos formulaciones diferentes de  $L$  para describir cada una de ellas. Además, estas formulaciones (descritas en el apartado 3.5.4) suelen estar basadas en parámetros de estabilidad termodinámica (Lenderink y Holtslag, 2000), o en expresiones fijas que den como resultado las condiciones de mezcla típicas de un cúmulo, con el perfil propuesto por (Blackadar, 1962) para la capa subnube, y un valor fijo en el interior de la capa nubosa, que represente los tamaños de las nubes (Bougeault, 1981b; Krueger y Bergeron, 1994; Bechtold *et al.*, 1995). En cambio, este trabajo plantea una formulación unificada para esta longitud de mezcla en cualquiera de las condiciones de nubosidad, calculada además con parámetros y magnitudes internas del esquema, y modificándose dinámicamente en función de la evolución de la simulación, sin imponer externamente ninguna condición.

### 7.2.1. Longitud no saturada (BL89)

Se denominará así a la formulación original de la longitud propuesta por Bougeault y Lacarrère (1989) (que denotaremos como BL89), descrita en detalle en el apartado 3.5.4. En su cálculo se considera invariante la temperatura potencial virtual inicial  $\theta_v$  de la parcela para en su desplazamiento virtual. Si en esa capa límite no se producen procesos de cambio de fase, esta condición se cumple, por la definición de la temperatura virtual. Por ello, a esta formulación de la longitud BL89 la denominaremos “seca” o no saturada. En los dos siguientes apartados se proponen las modificaciones para que esta longitud incluya en su obtención la existencia de nubosidad completa (como en los estratocúmulos), a la que denominaremos longitud *húmeda o saturada*, y en condiciones de cobertura parcial y con circulaciones verticales con un cierto grado de asimetría, que denominaremos longitud *intermedia o parcialmente saturada*.

### 7.2.2. Longitud saturada (BL89-sat)

Parece claro que en presencia de nubes, y especialmente cuando la cobertura es completa, la imposición de la conservación de  $\theta_v$  no es una hipótesis correcta. Como su expresión deducida cuando  $r_c \neq 0$  (ecuación 2.9), y mostrada esquemáticamente en los diagramas 2.2, la temperatura virtual es aproximadamente constante en la capa subnube, pero crece claramente en el interior de la capa nubosa, debido a los procesos de liberación de calor latente (y matemáticamente porque  $r_c$  crece). En cambio, como ya se planteó teóricamente en el capítulo 2, y los resultados LES mostraron (figuras 4.5), se puede considerar la invariancia a lo largo de toda la capa límite de estratocúmulos de  $\theta_l$  y de  $r_l$ . Suponiendo entonces que ambos valores de la parcela virtual que se desplaza permanecen constantes, se podría recalcular su  $\theta_v$  en cada nivel, y entonces obtener las nuevas  $l_{up}$ ,  $l_{down}$  así calculadas:

$$r'_{vsat}(p) = r'_{vsat}(e) + J(\theta_l^{(p)} - \theta_l'^{(e)}) \quad (7.1)$$

$$r'_c(p) = \begin{cases} 0 & \text{si } r_t^{(p)} < r'_{vsat}(p) \\ \frac{r_t^{(p)} - r'_{vsat}(p)}{1 + M'} & \text{si } r_t^{(p)} \geq r'_{vsat}(p) \end{cases} \quad (7.2)$$

$$r'_v(p) = r_t^{(p)} - r'_c(p) \quad (7.3)$$

$$\theta'^{(p)} = \theta_l^{(p)} - \frac{L_v}{c_p} \Pi^{-1} r'_c(p) \quad (7.4)$$

$$\theta'_v(p) = \theta'^{(p)} \left( \frac{1 + \frac{R_v}{R_d} r'_v(p)}{1 + r'_t(e)} \right) \equiv \theta'_{v,sat} \quad (7.5)$$

siendo  $\theta_l^{(p)}$  y  $r_t^{(p)}$  las magnitudes conservativas de la parcela en el nivel de partida  $z$ ;  $\xi' \equiv \xi(z')$  denota cualquier variable en los niveles  $z'$  a los que la parcela se desplaza virtualmente, y  $\xi \equiv \xi(z)$  los valores en el nivel de partida; y  $\xi^{(p)}$  a valores de la parcela, y  $\xi^{(e)}$  valores del entorno ambiental. Primero (ecuación 7.1) se calcula la humedad saturante de la parcela en el nuevo nivel  $r'_{vsat}(p)$  mediante un desarrollo de Taylor de primer orden basado en la diferencia entre la  $\theta_l^{(p)}$  de la parcela del nivel de partida  $z$ , que se ha supuesto invariante, y la del entorno al que llega ( $\theta_l'^{(e)}$ ). El coeficiente  $J = \frac{\partial r_{vsat}}{\partial \theta_l}$  (definido ya en el apartado 3.5.5) se puede calcular a partir de la ecuación de Clausius-Clapeyron:

$$J = \left( \frac{\partial r_{vsat}}{\partial \theta_l} \right)_{\theta=\theta_l} = \frac{r_{vsat}(T_l) L_v}{R_v T_l \theta_l} \quad (7.6)$$

Con el valor de la humedad saturante, se calcula la cantidad de agua que tendría la parcela en ese nuevo nivel ( $r'_{c,p}$ , ecuación 7.2), imponiendo que la humedad total de la parcela en el nivel de partida ( $r_t^{(p)}$ ) sea invariante.  $M' = J L_v / C_p$  es un coeficiente que aparece al calcular  $r_c$  en función de la variable conservativa ( $\theta_l$ ) en vez de a través de  $\theta$  (apartado 3.5.5). Será vapor en ese nuevo nivel en la parcela lo que no sea agua (ecuación 7.3). Empleando la definición de  $\theta_l$ , se obtiene  $\theta$ , (7.5 con  $\Pi = T/\theta$  la función de Exner), y finalmente la nueva temperatura virtual de la parcela en cada nivel (eq. 7.5). La longitud  $L$  calculada con esta  $\theta_v (\equiv \theta_{v,sat})$  que varía con la altura, la denominaremos  $L_{sat}$  ó BL89-sat, porque denota condiciones de saturación completa. Esto es así porque en su deducción sólo se ha supuesto que la parcela que se desplaza esté saturada en media o no saturada (ecuación 7.2), sin permitir coberturas parciales, o agua líquida cuando las condiciones medias no son de saturación, aproximación que puede ser suficiente en condiciones de alta resolución.

### 7.2.3. Longitud parcialmente saturada (BL89-psat)

En los casos de cobertura nubosa parcial estudiados con el modelo LES en los capítulos 5 y 6, la formulación anterior no parece adecuada, pues aunque considera los efectos de la condensación que BL89 original no tenía en cuenta, no incluye en su cálculo las características de una capa límite con cúmulos someros, donde la cobertura es intermedia respecto de los

dos casos extremos antes descritos, y donde existen circulaciones dinámicas y procesos con un comportamiento claramente asimétrico, como diversos trabajos (Cuijpers *et al.*, 1996) han puesto de manifiesto. Se ha buscado entonces una formulación inspirada en el desarrollo anterior, pero que pueda considerar además procesos específicos de los cúmulos someros. Esa formulación deberá reducirse a las anteriores en los casos extremos de nubosidad completa y en ausencia de condensación. Se propone como idea intuitiva emplear para el algoritmo de la longitud de mezcla una  $\theta_v$  *parcialmente saturada o intermedia* entre ambos valores extremos, que denotamos como  $\theta_{v,psat}$ :

$$\theta_{v,psat} = \alpha \theta_{v,seca} + \beta \theta_{v,sat} \quad (7.7)$$

siendo  $\alpha$  y  $\beta$  unos coeficientes que ponderan la temperatura correspondiente a la formulación seca o no saturada ( $\theta_{v,seca}$ ) y los valores obtenidos en cada nivel con la parametrización saturada del apartado anterior ( $\theta_{v,sat}$ ). Como magnitud sencilla y calculable de manera explícita por el esquema numérico, se planteó hacer depender esos coeficientes de la fracción nubosa ( $N$ ) obtenida por esquema de condensación submalla en cada nivel, de forma que cuando  $N=1$  la expresión 7.7 se reduzca al caso saturado, y cuando  $N=0$  al caso seco. Entonces, para cada nivel  $z'$  al que la parcela se desplaza virtualmente para obtener  $l_{up}$  y  $l_{down}$  se tiene:

$$\theta'_{v,psat} = N' \cdot \theta'_{v,sat} + (1 - N') \cdot \theta'_{v,seca} \quad (7.8)$$

Esta idea es similar a la propuesta por Bechtold *et al.* (1995) para simular casos de cobertura parcial con un cierre de la turbulencia de orden 1.5, aunque allí se plantea para calcular el flujo de flotabilidad en condiciones de saturación parcial, como función de su valor en condiciones saturadas y no saturadas. Además, añaden un tercer término, que denominan contribución no gaussiana al flujo, asociada al comportamiento no simétrico en condiciones de saturación parcial. Emanuel (1994), al estudiar la mezcla de aire nuboso y claro en cúmulos someros no precipitantes, plantea una expresión para la temperatura virtual resultante que guarda bastante similitud con ésta, aunque el factor de peso es allí  $\sigma$ , aquel que hace que la mezcla se encuentre exactamente saturada.

La fórmula anterior se puede reordenar así:

$$\theta'_{v,psat} = \theta'_{v,seca} + N'(\theta'_{v,sat} - \theta'_{v,seca}) \quad (7.9)$$

Así escrita, la fórmula muestra que la temperatura virtual parcialmente saturada tiene un valor intermedio entre ambos extremos, mayor que el valor seco (si  $N > 0$ ), máximo cuando  $N=1$  (e igual a  $\theta_{v,psat}$ ) y que depende de la diferencia (siempre positiva) entre la temperatura virtual saturada y la seca. Los resultados del LES de los capítulos 5 y 6 informan sobre el aspecto que debería tener el perfil de  $\theta_v$  en una capa límite condicionalmente inestable con cúmulos en su interior (figuras 5.6 ó 6.7), aunque no parece sencillo deducir a partir de ellas cuál sería la parametrización del tipo 7.7 que obtenga esos valores de temperatura. Esta formulación no sólo debería considerar los procesos dentro de las nubes, sino también que existe un área libre de nubes, y la longitud que el esquema emplea es única y global para

toda ella. Se han estudiado también formulaciones más complejas para esos coeficientes, del tipo  $\alpha = f(N), \beta = f(N)$ . Por otra parte, para considerar de alguna forma la asimetría en la dinámica típica de los cúmulos someros, se plantea el cálculo diferenciado de  $\theta_{v,psat}$  cuando se analiza el ascenso virtual de la parcela y cuando se calcula su descenso, para obtener  $l_{up}$  y  $l_{down}$ . La formulación final que se propone para las simulaciones de cúmulos es la siguiente:

$$\theta'_{v,psat}^{\uparrow} = \theta'_{v,seca} + N_{max}^{\uparrow}(\theta'_{v,sat} - \theta'_{v,seca}) \quad (7.10)$$

$$\theta'_{v,psat}^{\downarrow} = \theta'_{v,amb} + N_{max}^{\downarrow}(\theta'_{v,sat} - \theta'_{v,seca}) \quad (7.11)$$

$\theta'_{v,psat}^{\uparrow}$  es entonces la temperatura virtual que se va obteniendo en cada nivel  $z'$  para calcular  $l_{up}$  respecto a cada altura  $z$  de partida, y de la misma manera se tiene  $\theta'_{v,psat}^{\downarrow}$  para el descenso virtual de la parcela y obtener  $l_{down}$ . Existen dos aspectos importantes en esta formulación: en vez de emplear directamente como factor de peso la nubosidad  $N$  se emplea el máximo de nubosidad ( $N_{max}$ ) desde el nivel  $z$  hasta cualquier  $z'$  al que la parcela asciende o desciende en su cálculo. Este coeficiente puede interpretarse como que para calcular los ascensos o descensos de las corrientes se considera el más vigoroso posible en todo el recorrido de la nube; el otro aspecto significativo de esta formulación es el empleo de una  $\theta'_{v,amb}$  (temperatura ambiental en cada nivel  $z'$ ) en el cálculo de los descensos, mientras que para los ascensos el valor es la  $\theta'_{v,seca}$ , es decir, la formulación inicial expresada en la ecuación 7.9. Este diferente valor para ascensos y descensos pretende expresar esa asimetría entre unos y otros. En los descensos se supone que se tiene en cuenta más los valores ambientales o medios de cada nivel, mientras que en los ascensos se considera la formulación más directamente relacionada con los procesos de cambio de fase.

Existen, no obstante, múltiples aspectos adicionales que se han explorado sobre esta aproximación, y la sensibilidad de esta formulación a los diferentes factores que en ella aparecen. Parece claro que otras magnitudes además de la nubosidad (y quizás de forma complementaria o alternativa a ella) pueden expresar físicamente también condiciones intermedias entre los valores de las condiciones extremas de nubosidad, como el coeficiente de asimetría  $S$  (estudiado en los trabajos de Bougeault (1982); Bechtold *et al.* (1995)), la fracción de puntos nubosos activos (núcleos nubosos descritos, por ejemplo, en 5.2.3), o la humedad relativa u otros factores que midan el grado de subsaturación en cada nivel. También se ha estudiado la sensibilidad del cálculo de  $L$  respecto a su promedio de  $l_{up}$  y  $l_{down}$ , pues en vez de la raíz cuadrada (eq. 3.69) podría plantearse alguna expresión que de alguna manera pese más los ascensos saturados o los descensos subsaturados, sin obtener resultados con diferencias concluyentes.

Existen trabajos recientes que han estudiado aproximaciones diferentes para unificar las parametrizaciones de la capa límite nubosa. Así, en los trabajos de Lappen y Randall (2001a), se plantea una formulación de flujo de masa, pero en el cálculo de los ritmos de entrainment y detrainment que cierran las ecuaciones se plantea una dependencia respecto a los parámetros  $l_{up}$  y  $l_{down}$ . En el trabajo teórico de de Roode *et al.* (2000), se plantea una cierta equivalencia entre la formulación con un esquema de turbulencia puro como el estudiado en este trabajo

y los esquemas de flujo de masa, mostrando que la longitud de mezcla juega el mismo papel que los ritmos de entrainment y detrainment.

### 7.3. Caso estratocúmulos estacionarios: EUCREM-A

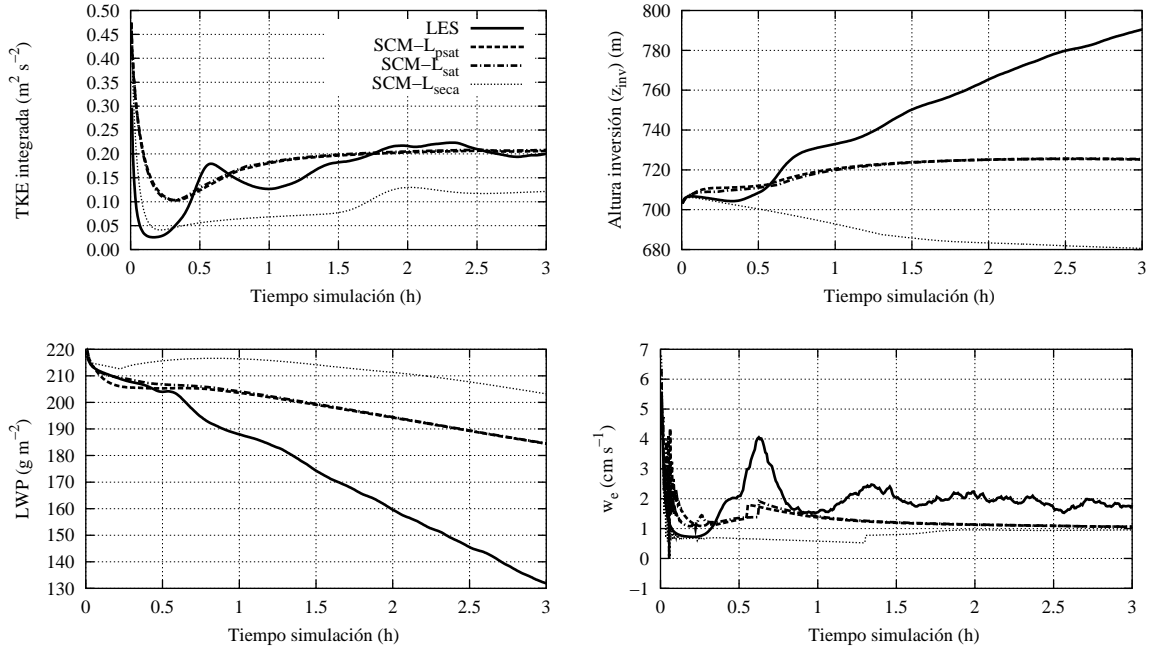
Existen diversos trabajos previos de simulaciones unidimensionales de estratocúmulos en condiciones estacionarias, tanto mediante cierres de tercer orden (Chen y Cotton, 1983; Moeng y Randall, 1984; Bougeault y André, 1986; Bechtold *et al.*, 1992), o bien mediante un cierre de orden 1.5 (Lenderink y Holtslag, 2000; Abdella y McFarlane, 2001), basado ambos en datos similares a la simulación que aquí se estudia, en ambos con una formulación de la longitud de mezcla se impuesta exteriormente al esquema a partir de las condiciones de estabilidad. Recientemente, el trabajo de Lappen y Randall (2001b), partiendo de esquemas de flujo de masa originales parecen obtener resultados prometedores para casos de cobertura completa.

Esta simulación 1D (cuyos resultados se han sido parcialmente publicados en Cuxart y Sánchez (1997) y Duynkerke *et al.* (1999)), emplea los mismos forzamientos y condiciones iniciales que los descritos en el capítulo 4. La resolución vertical por tanto es idéntica ( $\Delta z = 25$  m), aunque el paso de tiempo ( $\Delta t = 20$  s) es mucho más largo que en el LES (2.5 s), lo cual es posible gracias a la estabilidad numérica de las ecuaciones en su formulación unidimensional.

#### 7.3.1. Evolución temporal

Las series temporales de la TKE integrada y la altura de la inversión muestran claramente las diferencias que en los valores integrados genera la formulación seca y la que incluye los efectos del cambio de fase. Así, la energía cinética total, que con la formulación BL89 original queda claramente subestimada, mediante la longitud saturada genera unos valores comparables con los del LES, a lo largo de toda la simulación, aunque el proceso de ajuste inicial sea ligeramente diferente. En cuanto a la altura de la inversión, aunque la formulación saturada no es capaz de hacer crecer la altura de la inversión al mismo ritmo que los resultados LES, sí que presenta el mismo comportamiento cualitativo, frente al decrecimiento que la longitud seca obtiene. Este resultado es reflejo de una defectuosa representación de los procesos de entrainment en la cima de la capa nubosa, porque en ese caso el descenso es resultado un subsidencia más fuerte que la mezcla por entrainment, al contrario que lo mostrado por el LES y otros modelos. En la propia serie de la velocidad de entrainment está claramente reflejado, y la consecuencia de un menor entrainment es una mayor cantidad de agua líquida integrada (LWP), pues a menor mezcla por entrainment de aire seco superior, menos evaporación de agua de nube, y menor intensidad de mezcla de toda la capa límite.

Las formulaciones saturada y parcialmente saturada muestran valores prácticamente idénticos en cualquiera de las series temporales representadas: la formulación para nubosidad parcial

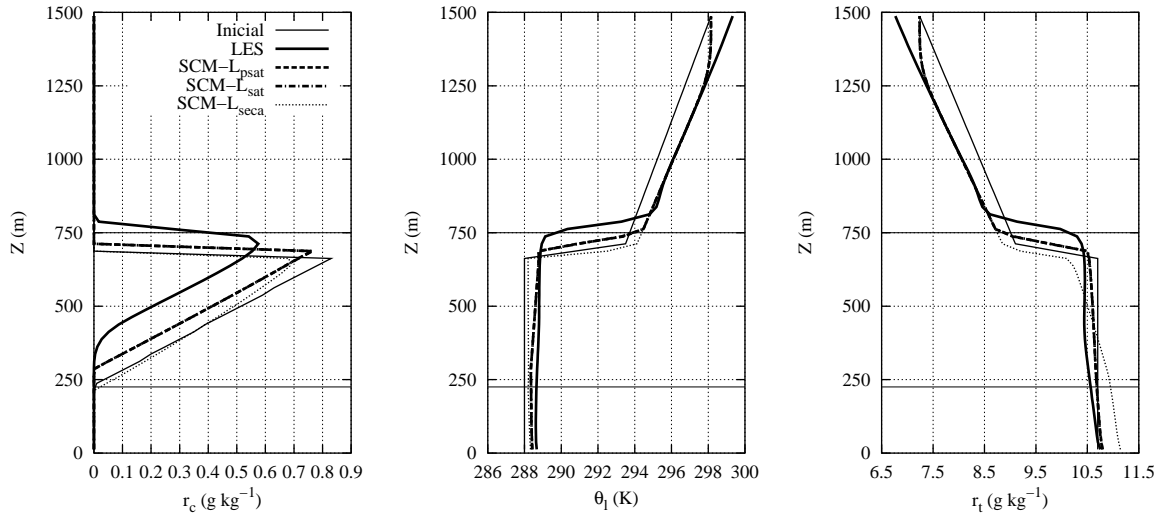


**Figura 7.1:** Series temporales de la TKE integrada,  $z_{inv}$ , agua líquida integrada (LWP), y velocidad de entrainment instantánea

debe coincidir con los resultados saturados si pretende representar todos los tipos de nubosidad mediante una única formulación. Pero la formulación desarrollada en el apartado anterior (ecuación 7.11) no se reduce analíticamente al caso saturado cuando las nubosidades son totales ( $N \approx 1$ ). La explicación matemática puede provenir de que por una parte, al usar  $(N_{max}^{\uparrow}, N_{max}^{\downarrow})$ , se garantiza que sus valores sean también cercanos a 1 incluso en la zona cercana a la base o cima de la nube, con lo que la formulación para ascensos se reduce al valor de temperatura virtual saturada; y por otra parte, que en condiciones de alta saturación, como sucede en los estratocúmulos, la temperatura ambiental y la seca deben ser muy parecidas.

### 7.3.2. Campos medios de la capa límite de estratocúmulos

Los perfiles promedio de  $r_c, \theta_l$  y  $r_t$  (figuras 7.2) corroboran que la inversión es más cercana a los valores del LES con la formulación saturada que con la seca, pero además la estructura termodinámica vertical es también mucho más parecida: el valor máximo de agua de nube cerca de la cima de la capa de estratocúmulos es más bajo que con la longitud seca (y más cercano al LES), y también ligeramente más alto. El perfil de temperatura conservativa es muy parecido a los resultados 3D, con un aspecto casi constante en toda la capa, con una cierta evolución respecto a los valores iniciales, frente a la casi invarianza de la formulación seca en todo el periodo de simulación, reflejo de esa menor energía presente en todo el dominio. El perfil de humedad total muestra de manera mucho más evidente las diferencias entre las dos formulaciones de la longitud: el perfil obtenido con la longitud saturada es mucho mejor

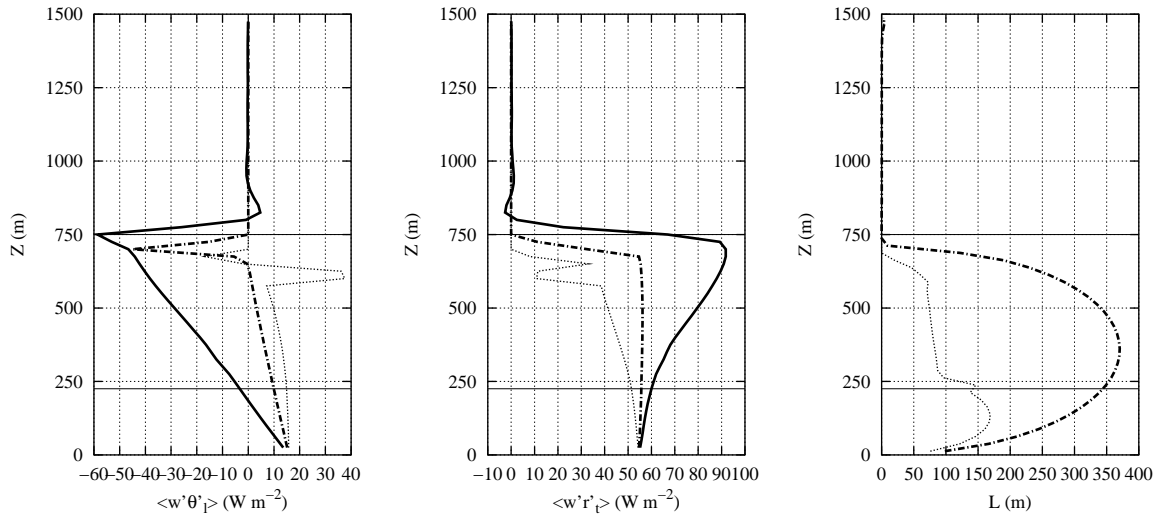


**Figura 7.2:** Agua de nube,  $\theta_l$ , y humedad total: 3ª hora. Las dos líneas horizontales finas delimitan la base y cima media de la nube, a partir de los valores de  $r_c$

mezclado, porque, como se constata más explícitamente en el siguiente apartado, la longitud es mucho mayor, sobre todo en el interior de la capa nubosa, dando lugar a mayor mezcla, generando un perfil casi constante de  $r_t$ , consistente con su condición de conservativa para una capa de estratocúmulos.

De nuevo, la formulación parcialmente saturada y la saturada coinciden perfectamente, por lo que en el resto de las gráficas sólo se mostrarán los resultados obtenidos por una de ellas.

### 7.3.3. Descripción de la turbulencia



**Figura 7.3:** Flujos conservativos  $\overline{w'\theta'_l}$  y  $\overline{w'r'_t}$ , y longitud de mezcla BL89: 3ª hora

El perfil de la longitud de mezcla (figura 7.3.dcha) muestra de forma clara las características



energéticas de cada formulación: la longitud seca muestra un máximo en la capa subnube, pero valores muy pequeños (menos de 100 m) en el interior de la capa nubosa, pues si toda la capa límite se encuentra bien mezclada respecto a las variables conservativas, una longitud representativa de esa mezcla a toda la capa debería dar tamaños cercanos a la mitad de la altura de la capa límite. La longitud saturada muestra un máximo a mitad de la capa límite, independientemente de que parte es ocupada por la nube y que parte no, y su valor es aproximadamente 400 m, es decir, la mitad del espesor de la capa límite ( $\approx 750$  m). La longitud saturada representa entonces esa mezcla a toda la capa vista respecto a las variables conservativas y difieren especialmente en el interior de la capa nubosa, donde la hipótesis de conservación de  $\theta_v$  es incorrecta. La longitud saturada muestra también valores apreciables hasta una altura superior que la seca, reflejo de una mejor representación de los procesos energéticos de entrainment en la cima de la capa nubosa, ya observado en la serie temporal de la altura de la inversión (figura 7.1). El impacto de una longitud de mezcla subestimada es claro sobre los diferentes flujos conservativos, debido a su proporcionalidad con la misma (apartado 3.6): el flujo de humedad total con la longitud seca decrece en toda la capa límite, lo que da lugar a esos perfiles de humedad total casi estacionarios. Frente a ellos, la longitud saturada da lugar a un flujo mayor, aproximadamente constante a lo largo de toda la capa. El flujo del LES crece durante toda la capa límite, especialmente en el interior del estratocúmulo, aspecto que la longitud no reproduce. En el flujo de  $\theta_l$  se observa un comportamiento similar, con una formulación seca cuyo flujo es casi constante con la altura, mientras que la formulación saturada muestra el decrecimiento lineal análogo al del LES, pero con un gradiente claramente inferior, para luego dar un mínimo muy brusco cerca de la cima de la nube. Aunque no se muestran, los perfiles de los coeficientes  $\psi_3, \phi_3$ , que dependen de los gradientes locales y que también aparecen como factor de proporcionalidad en el cálculo de los flujos (ecuaciones de apartado 3.6), pueden ser responsables de ese aspecto del flujo, pues en la zona de la inversión los gradientes son muy fuertes.

El perfil de la TKE (7.4.izq) informa de algunos aspectos cualitativos de esta nueva formulación: una mayor longitud implica una mayor cantidad de energía presente en la capa límite, sobre todo en la capa de estratocúmulos donde mayor era la subestimación de la longitud seca, y donde ahora la TKE toma valores más cercanos a los del LES. En la cima de la capa nubosa no se reproduce el máximo observado en el LES, aspecto que ninguna simulación 1D analizada es capaz de conseguir. La razón puede ser que en esa zona los movimientos verticales están fuertemente inhibidos por la inversión, por lo que se trata de movimientos fundamentalmente horizontales, que un SCM no puede obtener explícitamente. Sólo los procesos de mezcla a pequeña escala asociados al entrainment generan TKE en esa zona para el SCM. El perfil de flotabilidad (figura 7.4.centro) muestra que la longitud saturada mejora la representación de los procesos físicos básicos respecto a la longitud seca, frente a los resultados del modelo 3D: el gradiente en la capa seca subnube es ahora más claramente decreciente, y el mínimo en la base de la capa nubosa es más fuerte, aunque todavía inferior a los resultados LES. En el mínimo negativo de la inversión, causado por el entrainment, se produce un salto más

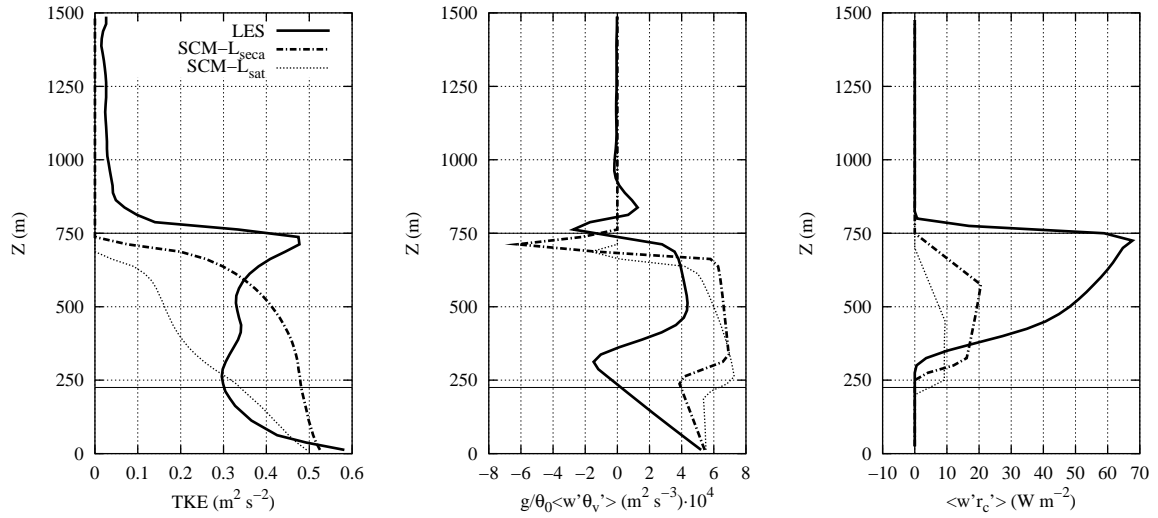


Figura 7.4: TKE, flotabilidad, y flujo de agua de nube: 3ª hora

brusco que con la longitud seca y que el LES, debido a una mayor producción de flotabilidad, junto con una mezcla de aire cálido más fuerte, que no se traduce en un mayor crecimiento, frente una interfase tridimensional, que permite un crecimiento más gradual. Finalmente, el perfil del flujo de agua de nube refleja un transporte de  $r_c$  algo superior con la formulación saturada que con la seca, aunque ambos claramente inferiores a los resultados del modelo tridimensional.

#### 7.4. Caso cúmulos someros de baja cobertura (BOMEX)

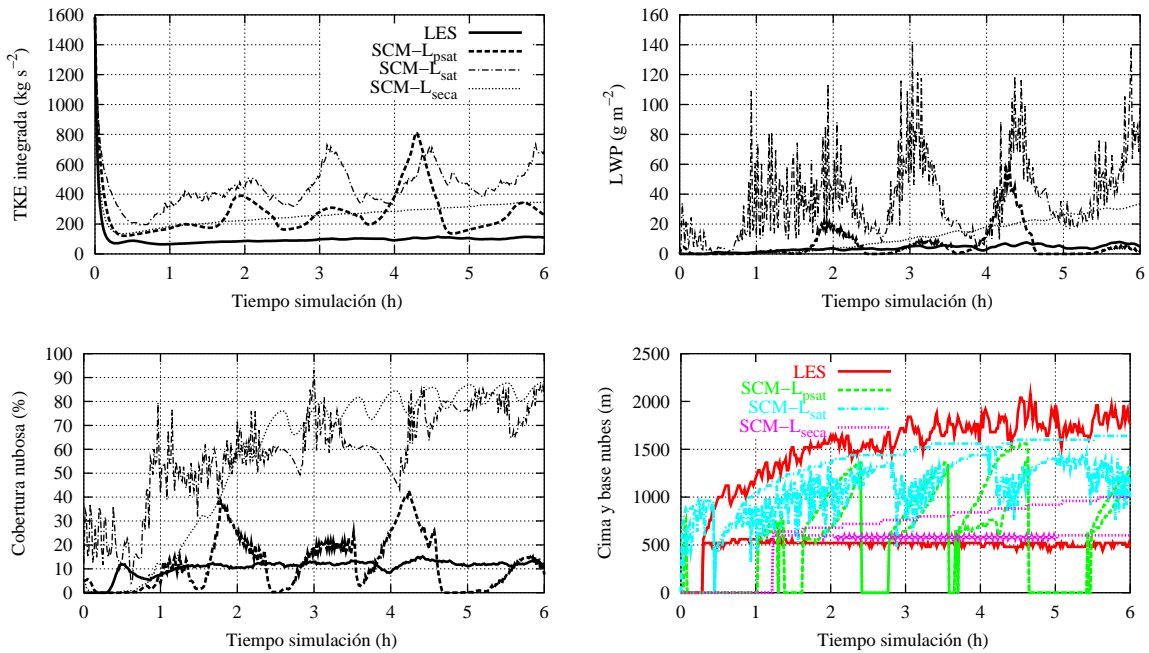
Los primeros trabajos de simulación unidimensional que parametrizan el transporte turbulento en cúmulos someros fue desarrollados por Cotton (1975), mediante propuestas del tipo flujo de masa. En general, existen dos tipos de esquemas claramente diferenciados para estudiar numéricamente este tipo de transportes, además de los modelos de alta resolución LES: los esquemas de flujo de masa (Albrecht, 1979; Randall *et al.*, 1992; Siebesma y Holtslag, 1996; Lappen y Randall, 2001b) cuya formulación está desarrollada para no necesitar una resolución vertical grande; mientras que las aproximaciones mediante cierres turbulentos de alto orden (Yamada y Mellor, 1979; Bougeault, 1981b) emplean una resolución vertical mucho más fina, donde el esquema de condensación submalla estadístico original de Sommeria y Deardorff (1977) gaussiano ha sido modificado para considerar las coberturas bajas, introduciendo una asimetría en la distribución de las magnitudes conservativas (Bougeault, 1982; Cuijpers y Bechtold, 1995; Bechtold y Siebesma, 1998), como ya ha sido descrito en el apartado 3.5.5. Una variante a estos últimos esquemas es la propuesta de Bechtold *et al.* (1995) que emplea un cierre de orden 1.5, como el que se emplea en este trabajo, aunque la longitud de mezcla empleada es fijada exteriormente, y no evoluciona dinámicamente. No obstante, con esa formulación, y un esquema de condensación submalla considerando asimetría para condiciones

de baja saturación, ese trabajo reproduce aceptablemente diferentes casos de coberturas nubosas parcial y total. Los casos de convección somera han sido también un tradicional banco de pruebas para estudiar las parametrizaciones que de los procesos de convección nubosa se han ido desarrollando en los últimos años (Betts y Miller, 1986).

En este trabajo, los cúmulos de capa límite, de dinámica completamente diferente a la de los estratocúmulos del apartado anterior, van a intentar ser modelizados mediante el mismo esquema de turbulencia, incidiendo en el papel fundamental de la formulación de la longitud de mezcla. No obstante, es muy importante resaltar que las funciones de distribución estadística de  $\theta_l$  y  $r_t$  que sirve para descubrir la nubosidad, el agua de nube y la variabilidad submalla son también elementos básicos en la correcta descripción de este tipo de procesos.

Las características de la simulación son (como en el caso EUA), lo más parecidas posibles a las condiciones del LES equivalente descritas en el capítulo 5. La resolución vertical es por tanto la misma ( $\Delta z = 40$  m). El paso de tiempo puede hacerse más largo ( $\Delta t = 30$  s), para el mismo periodo de simulación (6 horas), promediando las 3 últimas para los perfiles verticales. Los forzamientos y perfiles iniciales son también los mismos que la simulación LES.

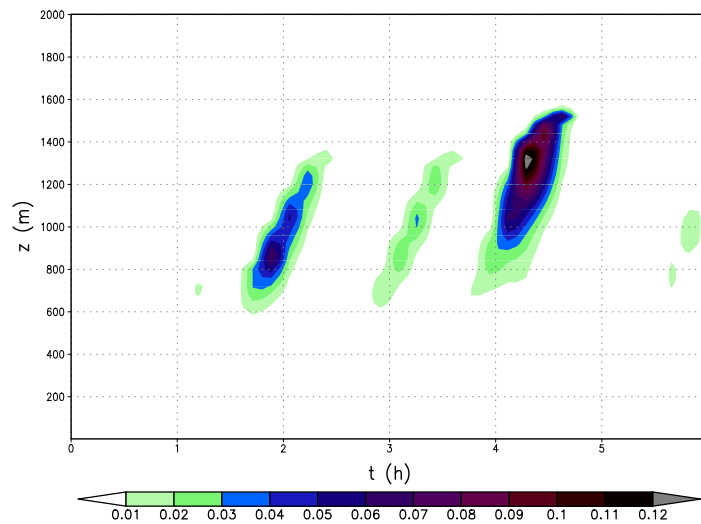
#### 7.4.1. Evolución temporal



**Figura 7.5:** Series temporales de la TKE integrada, agua líquida integrada (LWP), cobertura nubosa y cima y base de las nubes

En las series temporales de las diferentes formulaciones de la longitud se observan diferencias muy significativas: en la TKE integrada (figura 7.5.arriba.izq) los valores con la longitud parcialmente saturada son los más cercanos al LES, mientras que tanto la longitud seca como la totalmente saturada sobreestiman mucho más claramente los valores integrados de

energía cinética. No obstante, sus valores son en todos los casos superiores, y además con una clara oscilación durante las 6 horas de simulación. Este efecto es debido a la inclusión de la nubosidad en el cálculo de la longitud, pues ese comportamiento también se observa con la formulación saturada, pero no con la seca, que muestra un crecimiento continuo y regular. La serie temporal de la cobertura nubosa (figura 7.5.abajo.izq) mantiene valores cercanos a los valores del LES con la longitud parcialmente saturada, y este resultado es muy significativo, frente a las coberturas superiores al 80 % que obtienen las otras dos formulaciones, resultado de una tendencia a generar una capa de estratocúmulos. De nuevo, la serie temporal de nubosidad presenta claras oscilaciones, desapareciendo prácticamente la capa de nubes en algunos intervalos de la serie. La serie del agua integrada (LWP) corrobora lo visto en la serie de nubosidad, pues la longitud parcialmente saturada es la única que obtiene valores cercanos al LES, y también con comportamiento ruidoso (en ese sentido igual que la formulación saturada, aunque ésta con valores claramente superiores, debido a su sobreestimación del efecto de la nubosidad, al considerar condiciones completamente saturadas en su deducción), asociable a la inclusión de la nubosidad en su formulación, frente al crecimiento regular de la longitud seca. Finalmente, los valores de las alturas máximas y mínimas de la nube informan de un aparente ciclo de nubosidad en la formulación parcialmente saturada, de forma que parece reproducirse la aparición y desaparición de un cúmulo aislado más que las condiciones de una población completa de nubes en distintos estados de desarrollo simultáneamente. Este comportamiento cíclico es más claro en la gráfica de la cantidad de agua sin integrar durante las 6 horas de simulación:



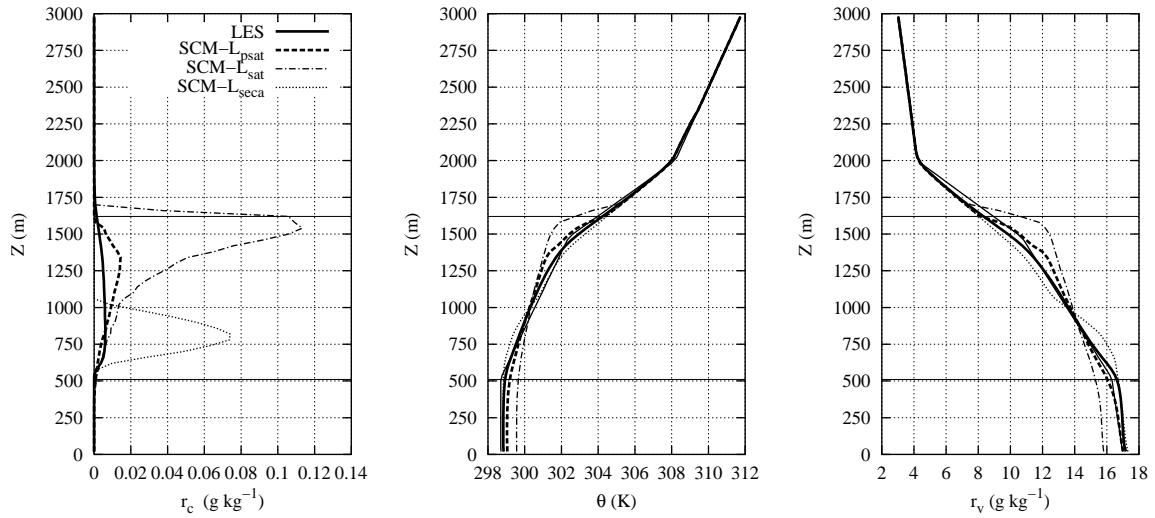
**Figura 7.6:** Evolución temporal del perfil de  $r_c$  durante las 6 horas de simulación

En esta gráfica se confirma la tendencia de la capa límite nubosa a generar el ciclo de vida típico de un cúmulo aislado, aunque a efectos de comparación estadísticamente representativa entre modelos se deben comparar promedios más largos en el tiempo, como se analizó en el capítulo 5, en este caso para las 3 últimas horas de simulación, por lo que estos resultados

deben analizarse desde esa perspectiva, como reflejo simplemente del comportamiento físico de esta formulación, y no en su evolución temporal estricta.

#### 7.4.2. Campos medios de la capa límite de cúmulos de cobertura baja

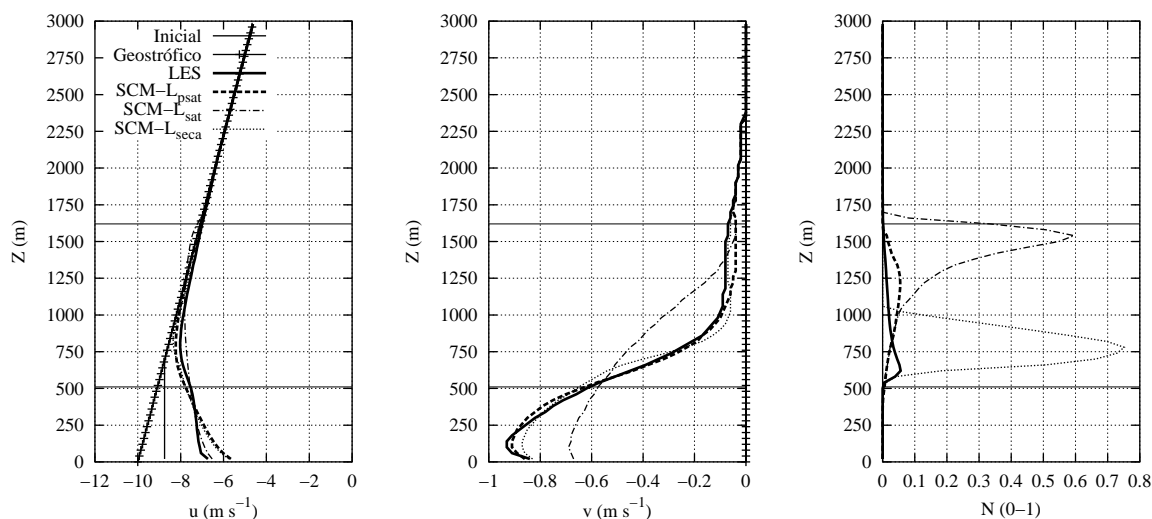
Los resultados de los diferentes perfiles promediados verticalmente a las 3 últimas horas serán mucho más representativos de los resultados obtenidos por la parametrización de la longitud de mezcla. El primer resultado importante que se observa en los perfiles promediados es que



**Figura 7.7:** Agua de nube, temperatura, y vapor de agua, para las tres formulaciones de la longitud de mezcla, en el promedio 3<sup>a</sup> – 6<sup>a</sup> horas. Las líneas horizontales delimitan la nube promedio de la formulación BL89-psat.

el orden de magnitud de la cantidad de agua líquida (figura 7.7.izq) es comparable con los resultados LES, frente a la clara sobreestimación tanto de la formulación saturada como la seca. Este resultado es muy interesante, pues los modelos SCM suelen obtener valores muy altos de  $r_c$  (en Lappen y Randall (2001a) se comenta que de una comunicación personal de P. Siebesma, los modelos 1D tienden a dar unas 5-10 veces más cantidad de agua que los LES). Además el nivel de desarrollo vertical de la capa nubosa es también comparable, frente a la clara subestimación de esa altura con la formulación seca. El desarrollo saturado genera un exceso de agua, como cabe esperar de su planteamiento de nubosidad total para condiciones de cobertura parcial, mostrando además una tendencia clara a generar un estratocúmulo en la cima de la capa nubosa. También ese máximo relativo aparece con la longitud parcialmente saturada, quizás reflejo del máximo de agua de una nube aislada en su ciclo, frente al aspecto del LES que promedia una población de nubes cúmulo simultáneamente. Los perfiles de humedad y temperatura reflejan el comportamiento físicamente realista que la formulación BL89-psat obtiene, pues es capaz de mantener aproximadamente gradiente del perfil de inestabilidad condicional en toda la capa intermedia donde se originan las nubes, de manera cercana al LES. Respecto a éste, existe únicamente una pequeña mayor intensidad de mezcla neta, que produce valores ligeramente superiores de humedad (inferiores de  $\theta$ ) en la mitad

superior de la capa, a costa de valores ligeramente inferiores (superiores) en la mitad inferior. En contraste con ello, las otras dos formulaciones extremas generan un claro exceso de mezcla en la capa condicionalmente inestable, dando lugar a perfiles demasiado bien mezclados respecto a las condiciones termodinámicas medias observadas en cúmulos de buen tiempo.

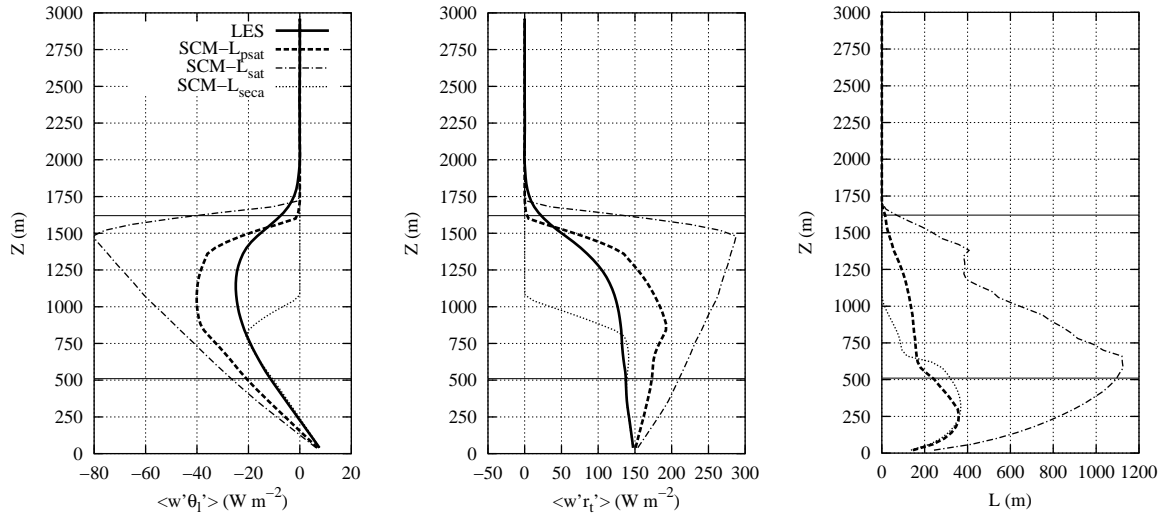


**Figura 7.8:** Componentes horizontales de viento y nubosidad, análogos a la figura 7.7

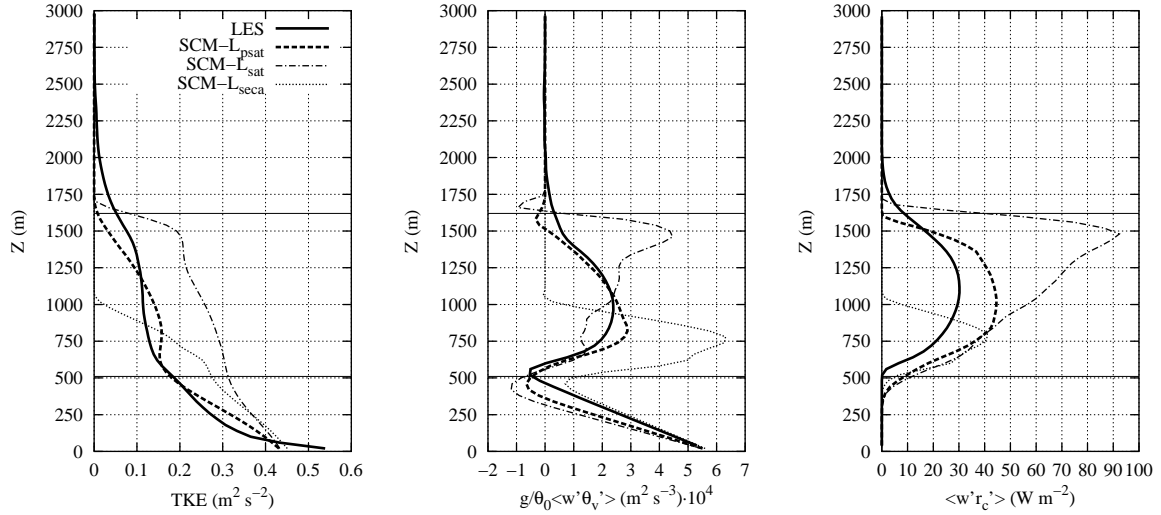
La nubosidad (figura 7.8.dcha) presenta un comportamiento muy similar al agua de nube, ya que mientras la longitud saturada o la seca obtienen coberturas del 60 % o superiores, la BL89-psat sólo alcanza valores máximos menores al 10 %, aunque en una altura más cercana a la cima de la capa nubosa, frente a la altura más cercana a la base de la capa del LES, consecuencia del promedio de una población completa de nubes cúmulo (capítulo 5). Las componentes zonal y meridiana del viento tienen un comportamiento análogo a otros campos ya descritos: la longitud parcialmente saturada obtiene un perfil comparable a los resultados LES, mientras que con la formulación saturada genera un exceso de mezcla, y la seca un desarrollo vertical mucho menor.

### 7.4.3. Descripción de la turbulencia

La longitud de mezcla promedio (figura 7.9.dcha) presenta un perfil similar a la propuesta realizada por Bougeault (1981b); Krueger y Bergeron (1994); Bechtold *et al.* (1995), a partir de la formulación de Blackadar (1962) en la capa subnube, más un valor constante en el interior de la capa de nubes (que en estos trabajos varía entre 100 y 250 m), que se supone que es proporcional al tamaño de dichas nubes (ver apartado 7.2). Krueger y Bergeron (1994) estudian también con un modelo 2D la longitud característica de la mezcla turbulenta, y obtienen un perfil muy parecido al obtenido mediante la parametrización propuesta en este capítulo. Frente a las formulaciones prescritas comentadas, esta formulación ha sido calculada a partir de consideraciones físicas (Bougeault y Lacarrère, 1989), y se recalcula dinámicamente



**Figura 7.9:** Longitud de mezcla y  $\overline{w'\theta'_t}$  y  $\overline{w'r'_t}$  : 3<sup>a</sup> – 6<sup>a</sup> horas



**Figura 7.10:** TKE, flotabilidad, y flujo de agua de nube: 3<sup>a</sup>-6<sup>a</sup> horas

en función de magnitudes internas del propio modelo. Con los resultados LES del capítulo 5, a partir del flujo de humedad total (figura 5.12) y su gradiente vertical de humedad se puede reconstruir un perfil de  $L$ , y se ha obtenido también un valor consistente con los resultados mostrados en la figura 7.9. El perfil de longitud de mezcla obtenido con la formulación de saturación parcial parece entonces adecuado como descriptor de la mezcla turbulenta en este tipo de capa límite nubosa, y con la importante diferencia respecto a otros trabajos anteriores de que es obtenida de forma interna a partir de magnitudes del propio modelo, y además se va ajustando dinámicamente a la evolución de la simulación. En cambio, la longitud saturada muestra un máximo de unos 1200 m cerca de la base de la capa nubosa, resultado del excesivo peso dado a la contribución nubosa, mientras que la formulación seca prácticamente no obtiene valores apreciables dentro de la capa nubosa. A pesar de la relación

lineal entre los casos extremos de sus temperaturas virtuales para calcular  $L$ , el resultado sobre las longitudes y sobre el resto de las magnitudes es claramente mucho más compleja. Los perfiles de los flujos de las magnitudes conservativas (7.9.izq y centro), que dependen directamente de esa longitud, muestran para la BL89-psat un comportamiento intermedio entre las dos formulaciones extremas, y más cercano globalmente al modelo tridimensional: un desarrollo vertical mayor que la longitud seca, y sobreestiman los flujos del LES menos que la húmeda, aunque todavía ligeramente. Finalmente, los perfiles de la turbulencia mostrados en 7.10 corroboran el análisis realizado con los otros perfiles anteriores. Tanto la flotabilidad obtenida por la BL89-psat como el perfil vertical de TKE son extraordinariamente similares a lo obtenido por el LES, y ambos campos reflejan de manera muy directa las principales características de una capa límite nubosa. La flotabilidad es el principal factor generador de energía en una capa límite nubosa y la longitud parcialmente saturada es capaz de reproducir el mínimo debajo de la nube, para luego en la capa nubosa reproducir también el perfil interno en toda ella. El perfil de TKE es mucho más cercano al LES que el obtenido en el caso de estratocúmulos, relacionado probablemente también con la inexistencia de esa fuerte estabilidad que presentaba la capa de estratocúmulos en su inversión.

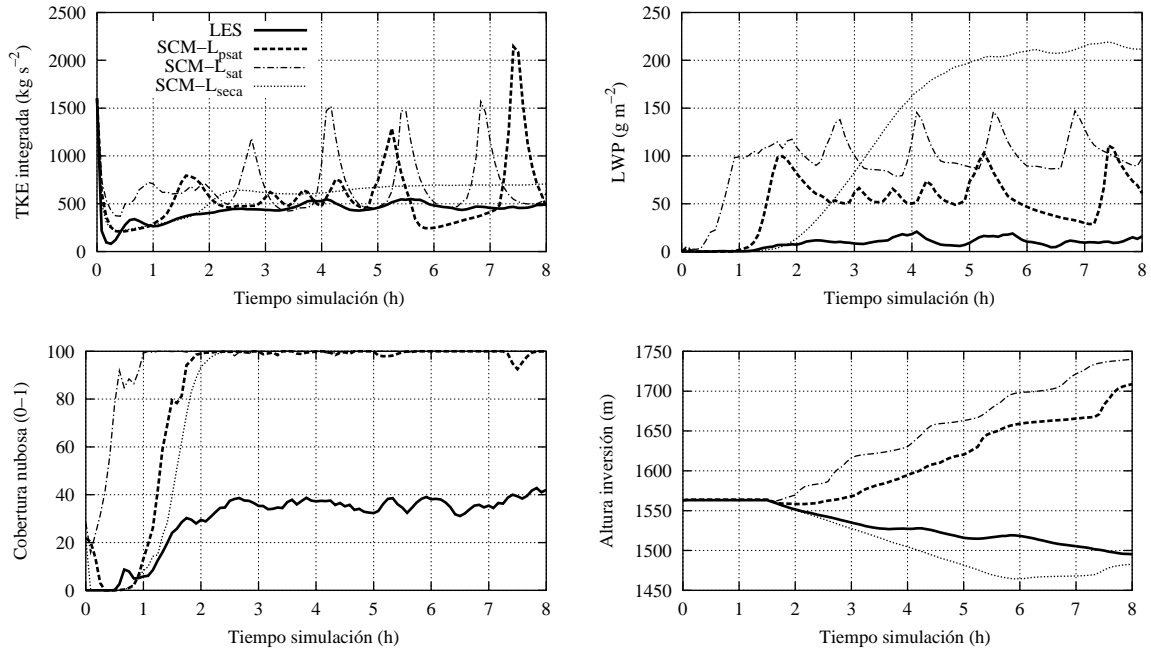
## 7.5. Caso cúmulos someros de cobertura media (ATEX)

Albrecht (1979) empleó este caso para analizar su parametrización de la termodinámica de una de capa límite nubosa. Hanson (1981) analizó diferentes contribuciones a los flujos mediante un modelo 1D datos provenientes de esta campaña. Este caso (modelizado con el LES en el capítulo 6), plantea unas condiciones intermedias a las simulaciones anteriores, por lo que presenta gran interés para analizar las limitaciones y generalidad de las parametrizaciones para cada caso extremo, y también el estudio de la modelización de situaciones de transición entre ambos. Al no tratarse de un caso con una cobertura nubosa tan baja como BOMEX, pero sin llegar a la cobertura completa de EUA, puede ser un test importante para estudiar la capacidad de la longitud parcialmente saturada en un caso intermedio. De nuevo, en la simulación 1D se conservaron todos los forzamientos prescritos en el LES (capítulo 6), variando únicamente el paso de tiempo ( $\Delta t = 30$  s), conservando la misma resolución vertical ( $\Delta z = 40$  m), el periodo de simulación (8 horas), y para los promedios estadísticos (5 últimas horas).

### 7.5.1. Evolución temporal

La serie temporal de la cobertura nubosa (figura 7.11.abajo.izq) no mantiene la cobertura cercana al 40 % de los resultados LES, alcanzando el 100 % en cualquiera de sus formulaciones, un poco más tarde los desarrollos saturados o parcialmente saturados. Este resultado está causado (como se confirmará con otros campos más adelante), por la formación de una capa estratocumuliforme en la cima de la capa límite. Los valores de agua integrada son



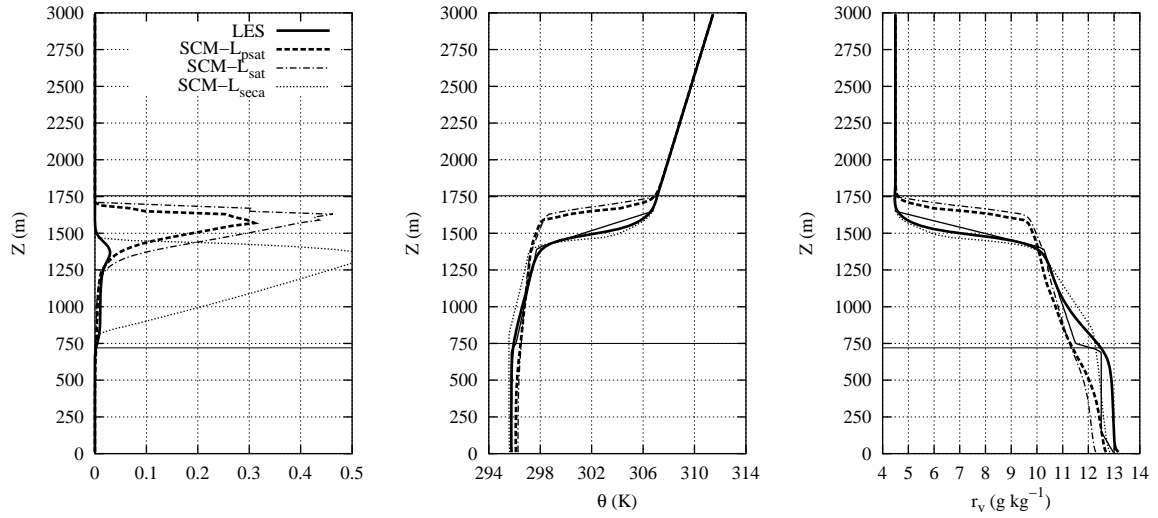


**Figura 7.11:** Series temporales de la TKE integrada, LWP, cobertura nubosa y altura de la inversión, caso ATEX

menores con la longitud parcialmente saturada que con las otras dos formulaciones, aunque son siempre superiores al 3D. Presentan además un ciclo de actividad claro, con unos máximos muy marcados. La altura de la inversión presenta un comportamiento cualitativamente diferente en las formulaciones con inclusión de la cobertura nubosa y sin ella: la longitud BL89 original (seca) muestra una evolución similar a los resultados LES, con un decrecimiento de esa altura una vez empiezan a actuar los forzamientos a gran escala (pasada 1 hora y media). Por contra, tanto la formulación saturada como la parcialmente saturada crecen (la parcial menos fuertemente) en ese segundo periodo, probablemente asociado a que la inclusión de  $N$  en su formulación, cuando se genera la capa estratocumuliforme significa un exceso de longitud, y finalmente de energía en la zona de la inversión, frente al comportamiento ligeramente decreciente observado en el LES. Aunque en las series de TKE integradas de TKE esta idea no se puede contrastar, sí se podrá analizar en sus perfiles verticales, que se muestran más adelante (figuras 7.15). Esta última serie temporal presenta valores globales más parecidos al LES en los casos con inclusión de  $N$  en su cálculo, que con la formulación seca, aunque a cambio obtienen picos importantes de energía, coherentes con los de agua líquida integrada.

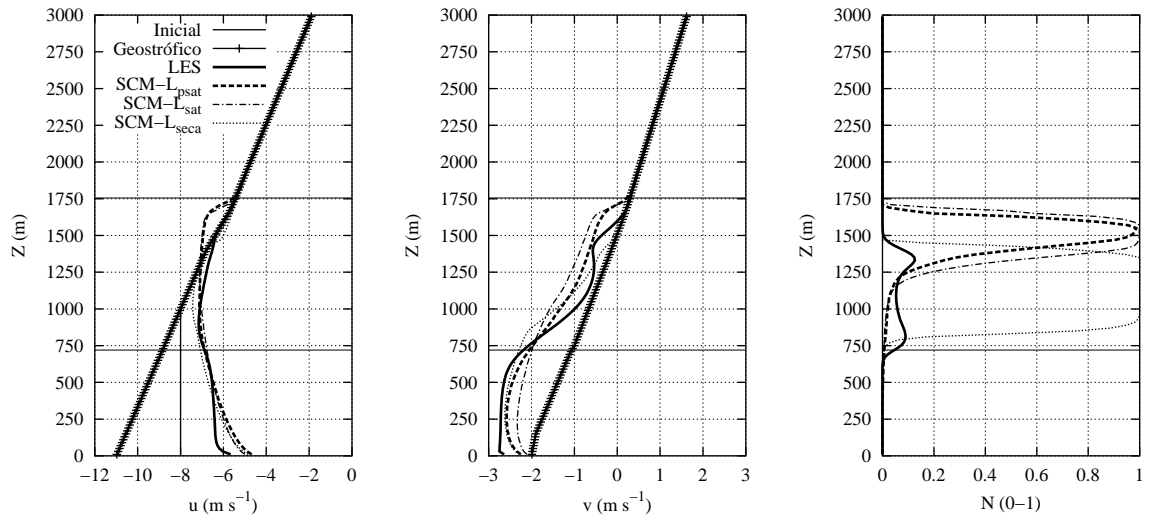
### 7.5.2. Campos medios de la capa límite de cúmulos de cobertura media

El perfil de agua de nube promedio con la formulación saturada presenta un aspecto claramente estratocumuliforme en la parte superior de la capa nubosa (7.5.2.izq), de manera muy similar al perfil con la longitud saturada. Ese máximo que también genera el LES, es sin embargo claramente superior ahora. El perfil de  $\theta$  y  $r_v$  muestran la inversión más alta que el



**Figura 7.12:** Agua de nube, temperatura, y vapor de agua, promedio  $4^a - 8^a$  horas, caso ATEX

LES, y un gradiente mejor mezclado con la longitud BL89-psat, causado por un transporte demasiado intenso hacia arriba. Aunque la longitud seca muestra unos perfiles de humedad y temperatura más cercanos al LES, la cantidad de agua es muy superior. Los perfiles de viento

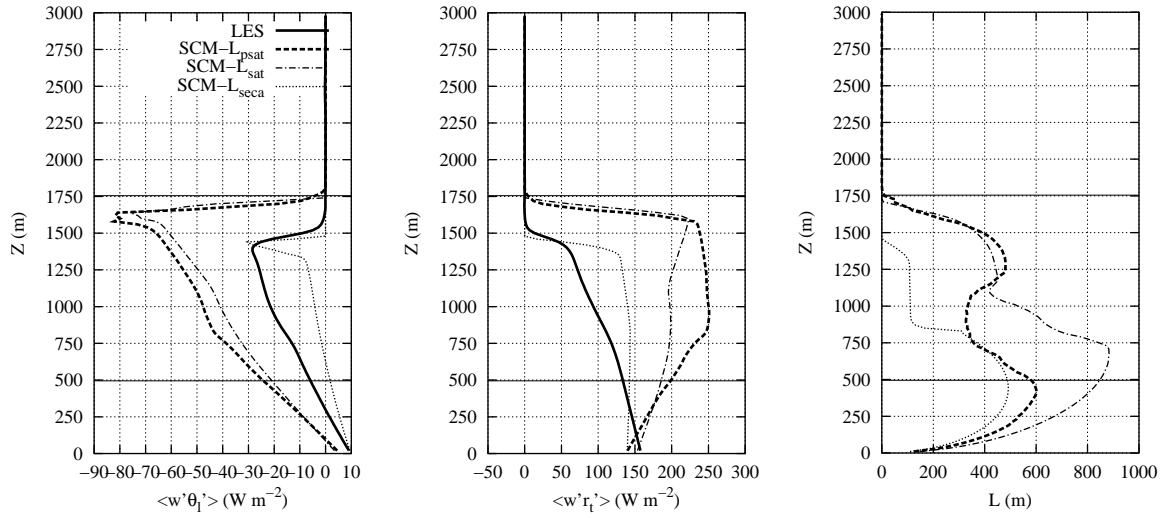


**Figura 7.13:** Componentes horizontales de viento y humedad, promedio  $4^a - 8^a$  horas

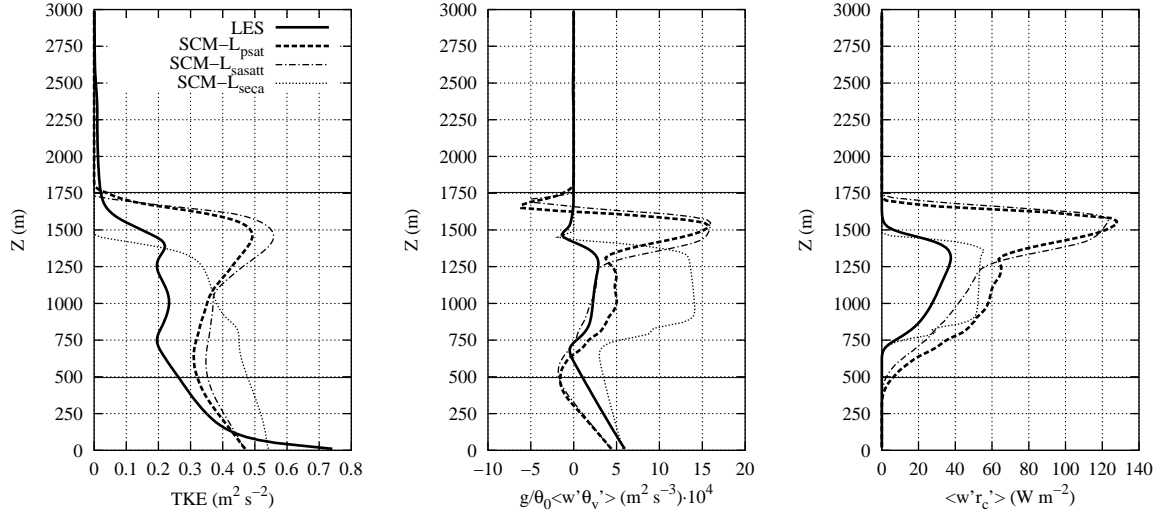
con BL89-psat generan, de forma análoga a los anteriores, un aspecto demasiado mezclado comparado con el LES, mientras que la nubosidad (figura 7.13.dcha) no muestra ese doble máximo de la simulación 3D, sino que genera una cobertura completa en la parte superior, confirmando la idea de una capa de estratocúmulos que se deducía del perfil de  $r_c$ .

### 7.5.3. Descripción de la turbulencia

La longitud de mezcla (figura 7.14.dcha) presenta dos máximos (para la longitud parcialmente saturada), de valor similar. Mientras el inferior es característico de la capa subnube bien mezclada, el superior es originado por la capa de estratocúmulos. El mínimo intermedio refleja la zona donde se desarrollan las bases de los cúmulos someros. Los resultados demasiado mezclados y estratocumuliformes están causados por ese máximo superior demasiado alto, aunque existe una realimentación clara con la nubosidad  $N$ .



**Figura 7.14:** Longitud de mezcla y  $\overline{w'\theta_l'}$  y  $\overline{w'r_l'}$  : 4ª - 8ª hora, caso ATEX



**Figura 7.15:** TKE, flotabilidad, y flujo de agua de nube: 4ª-8ª horas, caso ATEX

Los flujos de las variables conservativas obtienen valores superiores al LES, el flujo de  $\theta_l$  con un gradiente sólo ligeramente superior, pero en el transporte de humedad se muestra un perfil creciente con la altura, es decir, un transporte mucho mayor de humedad que en el LES, cuyo

resultado es esa capa de nubes en la zona superior de la capa límite.

Al contrario de lo que sucedía en el caso EUA, donde la mezcla por entrainment daba lugar a un máximo relativo de TKE cerca de la cima de la capa nubosa por el modelo 3D, que los SCM no eran capaces de reproducir correctamente, en este caso esa capa de estratocúmulos generan un máximo secundario en esa zona, que no es obtenido de forma tan clara por el LES. Como reflejo de todo ello, el perfil de flotabilidad presenta también un máximo en esa zona, y se produce un transporte de agua de nube mucho mayor hacia esa zona respecto a lo obtenido por el modelo tridimensional.

## 7.6. Conclusiones

- La formulación unificada para los diferentes casos de cobertura nubosa y dinámica diferente es capaz de representar correctamente sus diferentes características (casos EUA y BOMEX), sin tener que realizar ninguna modificación en dicho esquema entre ambos casos. Los resultados, tanto de la estructura termodinámica como de las magnitudes de la turbulencia son comparables con los obtenidos por el modelo LES, que ha sido contrastado previamente frente a otros modelos y a observaciones en los capítulos anteriores.
- Resulta especialmente interesante los resultados obtenidos en el caso de cúmulos someros de baja cobertura (BOMEX), donde los modelos unidimensionales presentan dificultades para obtener valores de cobertura y agua de nube en el mismo orden de magnitud que los obtenidos por los LES, y esta parametrización es capaz de reproducir. También su desarrollo vertical y los flujos turbulentos son comparables con los resultados LES.
- Esta parametrización ha sido empleada con resultados igualmente comparables con simulaciones LES de ciclos diurnos dentro del marco del proyecto EUROCS<sup>1</sup> (ver apéndice B), cuyos resultados resumidos pueden verse en Sánchez y Cuxart (2002), en el apartado final de este trabajo (Artículos).
- Al aplicar esta parametrización en el caso intermedio de nubosidad, con una tendencia a la aparición de estratocúmulos no es igual de satisfactoriamente obtenida como los otros dos casos extremos. En este caso se genera un exceso de mezcla, y como consecuencia (o quizás como causa), un comportamiento demasiado estratocumuliforme. En pruebas de sensibilidad a la resolución analizadas en Stevens *et al.* (2001) se observó que al aumentar la resolución respecto a los valores empleados en el LES del capítulo 6, la nubosidad en la capa superior aumentaba hasta mostrar valores más cercanos un estratocúmulo en esa zona, lo que indicaría que se trata un caso de condiciones inestables o muy delicadas

---

<sup>1</sup>EUROCS (2000-2003): EUROpean Cloud Systems, [www.cnrm.meteo.fr/gcss/EUROCS/EUROCS.html](http://www.cnrm.meteo.fr/gcss/EUROCS/EUROCS.html), ver Apéndice B

de reproducir correctamente mediante modelos de otras características numéricas y de resolución que los LES empleados en la intercomparación correspondiente.

- Esta formulación desarrollada presenta una sensibilidad muy clara en algunos aspectos, como es el empleo de  $\theta_{v,amb}$  para los descensos es clave para conseguir resultados más cercanos a los LES, de forma que expresiones estrictamente simétricas en su desarrollo deterioran claramente los resultados de los casos de cúmulos. La sensibilidad al empleo del parámetro de peso mediante la nubosidad o su valor máximo presenta también un cierto impacto, por ejemplo, en el caso de estratocúmulos, donde los resultados producen una ligeramente peor mezcla si no se emplean los valores máximos de nubosidad.
- Las funciones de estabilidad del esquema de turbulencia  $\phi_3, \psi_3$  no parecen muy sensibles en el caso de cúmulos, pero su no empleo en el caso de estratocúmulos mejora la representación de los flujos turbulentos, sin cambiar apreciablemente el resto de los campos. Al tratarse de unas condiciones con estratificaciones más fuertes, cerca de la zona de la inversión, frente a las condiciones más suaves del caso de cúmulos, puede ser la causa de este diferente comportamiento.
- El empleo del esquema de condensación submalla en el cálculo de las temperaturas virtuales para las formulaciones nubosas parciales no parece mostrar un impacto importante.
- La aparente reproducción del ciclo aislado de un cúmulo más que una población de cúmulos como genera el modelo tridimensionales puede apuntar a la necesidad de usar una formulación más compleja de esta longitud desarrollada, de forma que pueda simultáneamente considerar nubes en diferentes estados de desarrollo, quizás mediante algún tipo de distribución estadística o promedio temporal de la formulación empleada en este trabajo.
- Otros parámetros pueden complementar o suplir el papel que  $N$  juega en esta parametrización. El uso de  $N$  está implicado en la generación de un comportamiento cíclico, resultado de la realimentación en esta formulación de la mezcla que genera y el propio campo de nubosidad. Quizás a través de una expresión más compleja de  $N$  (que suavice en el tiempo ese comportamiento, o mediante alguna distribución estadística) pueda tenerse en cuenta lo planteado en el punto anterior.
- El efecto de la cizalla en la mezcla, especialmente evidente en la zona de la inversión, debería intentar incluirse de alguna forma en el cálculo de una longitud que pretenda representar la mezcla en la capa límite, y quizás sea la causa de la subestimación de la TKE en la zona de la inversión en los estratocúmulos.

## Capítulo 8

# Conclusiones y perspectivas

### Conclusiones

El estudio mediante modelos numéricos de las nubes de capa límite es un problema muy complejo y difícil de simular. En este trabajo se pretendía estudiarlos mediante dos aproximaciones: en primer lugar con modelos tridimensionales de alta resolución LES, que permiten analizar las estructuras detalladas de estas nubes y el efecto de la mezcla turbulenta en su evolución. Se han estudiado tres casos prototípicos de nubes de capa límite, sencillos de plantear y reproducir numéricamente, representativos de los casos más frecuentes de nubosidad, y que poseen observaciones contra las que compararse, así como otros modelos LES que han analizado estos mismos casos en el marco de reuniones de intercomparación.

- El uso del esquema de turbulencia de orden 1.5 con las funciones de estabilidad desarrolladas en el modelo Meso-NH (Cuxart *et al.*, 2000), es capaz de realizar simulaciones CRM de los diferentes casos prototípicos de nubes de capa límite (una capa estacionaria de estratocúmulo, un caso de cúmulos de baja cobertura (10-15 %), y un caso de condiciones intermedias entre ambos, con coberturas cercanas al 50 % en la cima de la capa límite) tanto en su comparación frente a otros modelos LES, como frente a las observaciones de esos casos en las que están basadas. En los tres casos propuestos, se alcanza un estado estacionario de la estructura de la turbulencia, una vez superado un estado inicial de ajuste.
- En la simulación de estratocúmulos (EUCREM-A), la velocidad de entrainment en la cima de la capa muestra resultados consistentes los de trabajos similares anteriores. Su valor plantea que las parametrizaciones desarrolladas para una capa límite convectiva seca mediante  $w_*$  no son adecuadas en este caso. La compleja estructura de la turbulencia en el interior de la capa nubosa, con mínimos en las fronteras interior y superior, son consistentes con las características de una capa límite de estratocúmulos completamente desarrollada. Por tanto, parece que la resolución empleada en este LES es adecuada para describir los principales aspectos de este tipo de capa límite nubosa.

- Para el caso de cobertura nubosa baja (BOMEX), se consigue representar correctamente las características de la nubosidad y la turbulencia asociada, con sólo unos pocos ascensos vigorosos para todo el dominio, que dan una cobertura en torno al 10 %. La asimetría en la dinámica de ascensos y descensos que generan estas condiciones, y la mezcla turbulenta, junto con los procesos de entrainment entre las nubes y el aire claro son obtenidas por esta simulación de alta resolución. La intensidad de la turbulencia en la zona subnube es ligeramente sobreestimada respecto a los valores obtenidos por otros modelos, pero es muy dependiente del empleo de la traslación galileana que se realice para todo el dominio. La población de nubes que el LES simula corresponde a toda la diversidad de estados de desarrollo de los cúmulos someros.
- El caso ATEX presenta unas condiciones intermedias entre ambos, pero la tendencia a la generación de una capa estratocumuliforme en la cima de la capa límite es correctamente reproducida, y las condiciones de la turbulencia también son consistentes con ello.

El estudio mediante modelos unidimensionales de estos mismos casos, siendo los esquemas clave una condensación submalla estadística, y sobre todo el desarrollo de una parametrización adecuada de la longitud de mezcla que sirve para cerrar las ecuaciones de la turbulencia que incluya los procesos de cambio de fase presenta resultados muy interesantes, analizados en detalle al final del capítulo 7:

- En cualquiera de los tres casos simulados, el empleo de la longitud de mezcla sin considerar los procesos de cambio de fase subestima la intensidad de la turbulencia, sobre todo en la zona de la capa nubosa, dando lugar a un menor crecimiento de las nubes y una actividad muy inferior a los LES.
- El empleo de una longitud de mezcla obtenida a partir de las variables conservativas ( $\theta_l$  y  $r_l$ ) mejora significativamente los resultados del caso de estratocúmulos en su comparación con la simulación LES frente a aquella que no los tiene en cuenta, tanto en aspectos globales (TKE integrada, recorrido total de agua), como en la estructura vertical de la turbulencia, en el interior de la capa nubosa, y en su capa inferior. Los procesos de entrainment en la cima de los estratocúmulos parecen no obstante no ser reproducidos con la misma intensidad que el LES.
- Una longitud intermedia entre los dos casos anteriores (longitud parcialmente saturada) para reproducir los casos de cobertura parcial, obtenida mediante expresiones que pesan las temperaturas virtuales que se obtienen en las formulaciones extremas, pero que se reduce aproximadamente a las formulaciones saturada y seca en condiciones de nubosidad total o nula respectivamente, se muestra capaz de reproducir las características principales de una capa límite de cúmulos someros, como el caso BOMEX.
- En el caso intermedio de nubosidad, esta parametrización única no ofrece resultados tan similares al LES como en los dos casos extremos anteriores, con una tendencia al

exceso de nubosidad y actividad turbulenta.

### **Perspectivas**

- Las posibles modificaciones, sensibilidades y aspectos adicionales de esta formulación se discuten con detalle al final del capítulo 7.
- Estudiar mediante ambos tipos de esquema (LES y SCM) de casos más complejos, empezando con la simulación de casos evolutivos, por ejemplo, ciclos diarios de nubosidad, como los planteados en el proyecto europeo EUROCS (ver Apéndice B). Permitirá comprobar la robustez de los resultados obtenidos en este trabajo, y estudiar las limitaciones de la parametrización de la longitud propuesta (Sánchez y Cuxart, 2002).





# APÉNDICES



# Apéndice A

## Siglas y Acrónimos

### A.1. Campañas observacionales

- ARM (*Atmospheric Radiation Measurements program*)
- ASTEX (*Atlantic Stratocumulus Transition EXperiment*)
- ATEX (*Atlantic Tradewind EXperiment*)
- BOMEX (*Barbados Oceanographic Meteorological EXperiment*)
- CCOPE (*CCOPE: Cooperative CONvective Precipitation Experiment*)
- COADS (*Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set*)
- DYCOMS (*DYnamics and Chemistry Of Marine Stratocumulus*)
- FIRE (*First ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) Regional Experiment*)
- GATE (*GARP(Global Atmospheric Research Program) Atlantic Tropical Experiment*)
- ISCCP (*ISCCP: International Satellite Cloud Climatology Project*).
- JASIN (*Joint Air-Sea INteraction experiment*)

### A.2. Acrónimos

- ABL (*Atmospheric Boundary Layer*): Capa límite atmosférica.
- CCN (*Cloud Condensation Nuclei*): Núcleos de condensación nubosa.
- CTBL (*Cloud Topped Boundary Layer*): Capa límite cubierta por nubes.

- CTEI (*Cloud Top Entrainment Instability*): Inestabilidad por entrainment en la cima de la nube.
- EUCREM (*EUropean Cloud REsolving Modelling programme*): Proyecto europeo (ENV4-CT95-0107)
- EUROCS (*EUROpean Cloud Systems*): Proyecto europeo (EVK2-CT-1999-00051)
- GCSS (*GCSS:Gewex Cloud System Studies*).
- GEWEX (*GEWEX:Global Energy and Water Cycle Experiment*).
- ITCZ (*InterTropical Convergence Zone*): Zona de convergencia intertropical.
- LCL (*Lifting Condensation Level*): Nivel de condensación por ascenso.
- LES (*Large Eddy Simulation*): Simulación de grandes remolinos.
- LFC (*Level of Free Convection*): Nivel de convección libre.
- LNB (*Level of Neutral Buoyancy*): Nivel de flotabilidad nula.
- OMM (WMO) : Organización Meteorológica Mundial.
- SST (*Sea Surface Temperature*): Temperatura de la superficie del mar.
- TKE (*Turbulent Kinetic Energy*): Energía Cinética Turbulenta.
- WCRP (*World Climate Research Programme*): Programa Mundial de Investigación del clima.

## Apéndice B

# Participación en congresos e intercomparaciones

- Proyecto europeo EUCREM (Julio 1996 - Junio 1998).
  - 3ª intercomparación GCSS. Caso estratocúmulos estacionarios. (Clermont-Ferrand, Francia, Agosto 1996)
  - Intercomparaciones casos estratocúmulos estacionarios (EUCREM-A) y cúmulos de baja cobertura en el Mar del Norte (EUCREM-B). (Utrecht, Holanda Mayo 1997). Intercomparación del caso EUCREM-A publicada en Duynkerke *et al.* (1999).
- 4ª intercomparación GCSS. Caso cúmulos estacionarios (BOMEX) (Seattle, EEUU, Julio 1997). Artículo en publicación: Siebesma *et al.* (2002).
- 5ª intercomparación GCSS. Caso cúmulos estacionarios (ATEX) (Madrid, Agosto 1998). Artículo publicado: Stevens *et al.* (2001).
- Proyecto europeo EUROCS (Noviembre 2000 - Marzo 2002).
  - Intercomparaciones casos ciclo diurno estratocúmulos (FIRE) y ciclo diurno de cúmulos (FIRE). (Lisboa, Mayo 2001).
  - 7ª intercomparación GCSS. Caso ciclo diurno estratocúmulos (FIRE) (Lisboa, Mayo 2001).



## Apéndice C

# Notación empleada

---

$\langle \xi \rangle$ :	operador de promedio horizontal resuelto por el modelo LES
$\bar{\xi}$ :	operador de promedio genérico. En LES, promedio submalla
$A$ :	coeficiente adimensional en la parametrización de la velocidad de entrainment
$\mathcal{A}$ :	área característica de una nube cúmulo
$A_s$ :	parámetro de asimetría en la condensación submalla
$a$ :	coeficiente de la parametrización del flujo radiativo de onda larga
$\alpha$ :	coeficiente para pesar las temperaturas virtuales
$\beta$ :	coeficiente para pesar las temperaturas virtuales
$\beta$ :	coeficiente que relaciona temperatura virtual y TKE ( $g/\theta_{vref}$ )
$\mathcal{B}$ :	flotabilidad
$C_D$ :	coeficiente de drag para el flujo de viento en superficie
$C_E, C_H, C_{10}$ :	coeficientes bulk para los flujos de calor y humedad en superficie
$C_s, C_\theta, C_h, C_m$ :	coeficientes de cierre de las ecuaciones de Meso-NH
$c_p$ :	calor específico a presión constante
$D$ :	divergencia horizontal de viento a gran escala
$\mathcal{D}$ :	diámetro característico de una nube cúmulo
$\mathcal{D}_p$ :	dimensión fractal de perímetros
$\mathcal{D}_s$ :	dimensión fractal de áreas
$\varepsilon$ :	cociente de constantes del aire seco y vapor
$\epsilon$ :	término de disipación de la ecuación de la TKE
$\epsilon$ :	ritmo de entrainment fraccional o lateral
$e, TKE$ :	energía cinética turbulenta
$E_w$ :	energía espectral de la componente vertical de la velocidad
$f$ :	parámetro de Coriolis
$F_l$ :	flujo radiativo de onda larga
$F_t$ :	salto de flujo radiativo de onda larga en la cima del estratocúmulo
$\phi$ :	densidad de energía espectral

---



---

$g$ :	gravedad en superficie
$\gamma_\xi$ :	término contragradiante en la teoría $K$
$G$ :	función de distribución submalla
$h_c$ :	espesor de la nube
$J$ :	coeficiente asociado al gradiente de temperatura de la humedad saturante
$\kappa$ :	número de onda
$k$ :	constante de Von Karman
$\Lambda_\xi$ :	longitudes de mezcla características
$\lambda$ :	parámetro asintótico en la expresión de la longitud de Blackadar
$\lambda_3$ :	coeficiente del esquema submalla para calcular el flujo de $r_c$
$L, L_v$ :	calor latente de vaporización del agua
$L, l$ :	longitud de mezcla
$L$ :	longitud o parámetro de estabilidad de Obukhov
$l_{up}, l_{down}$ :	longitud de mezcla parcial (ascensos/descensos) para el cálculo de BL89
$L_{sat}$ :	longitud de mezcla con nubosidad total
$m_d$ :	peso molecular del aire seco
$m_v$ :	peso molecular del vapor
$M$ :	coeficiente para el agua de nube como función del vapor y vapor saturante
$M_{seco}$ :	masa de aire seco
$M_{vapor}$ :	masa de vapor
$M$ :	módulo del viento horizontal
$N$ :	nubosidad, cobertura nubosa
$n$ :	número de onda
$\mathcal{P}$ :	perímetro característico de una nube cúmulo
$p_0$ :	presión de referencia (1000 hPa)
$p_{surf}$ :	presión en superficie
$p$ :	presión
$\Pi$ :	función de Exner
$\Psi$ :	funciones de Monin-Obukhov
$q, q_v$ :	humedad específica
$Q_1$ :	subsaturación media normalizada
$r_c$ :	razón de mezcla del agua líquida
$r_H$ :	razón de mezcla de los hidrometeoros
$r_v$ :	razón de mezcla del vapor de agua
$r_{vsat}$ :	razón de mezcla del vapor de agua saturante
$r_t$ :	razón de mezcla total
$R_d$ :	constante del aire seco
$R_{iw*}$ :	número de Richardson convectivo
$\mathcal{R}$ :	cociente integrado de flotabilidad
$R_v$ :	constante del vapor de agua

---

---

$R^*$ :	constante de los gases ideales
$\rho$ :	densidad del aire seco o del vapor
$\rho_0$ :	densidad de referencia
$S$ :	coeficiente de asimetría
$S$ :	magnitud escalar genérica
$s$ :	saturación submallá
$\sigma_s$ :	varianza de la saturación submallá
$t$ :	saturación submallá normalizada
$x$ :	distancia horizontal
$x_i$ :	componentes del espacio (i=1,2,3)
$\xi$ :	variable turbulenta genérica
$t$ :	tiempo
$T$ :	temperatura
$T_v$ :	temperatura virtual
$\theta$ :	temperatura potencial
$\theta_0$ :	temperatura potencial de referencia para el cálculo de la flotabilidad
$\theta_v$ :	temperatura potencial virtual
$\theta_{v,nosat}$ :	temperatura virtual no saturada en la parametrización de la longitud
$\theta_{v,sat}$ :	temperatura virtual saturada en la parametrización de la longitud
$\theta_{v,psat}$ :	temperatura virtual intermedia en la parametrización de la longitud
$\theta_e$ :	temperatura potencial equivalente
$\theta_l$ :	temperatura potencial del agua líquida
$\tau$ :	tiempos característicos de un proceso
$u_i$ :	componentes de la velocidad (i=1,2,3)
$u_*$ :	velocidad de fricción
$u_1, v_1$ :	componentes del viento en el primer nivel del modelo
$u_g, v_g$ :	componentes del viento geostrófico
$u_{gal}, v_{gal}$ :	componentes del viento para una traslación galileana
$u_{trasl}, v_{trasl}$ :	componentes del viento trasladados una vez realizada la traslación galileana
$w_*$ :	velocidad convectiva
$w_e$ :	velocidad de entrainment
$W, w_{subs}$ :	velocidad de subsidencia a gran escala
$\mathcal{V}$ :	volumen característica de una nube cúmulo
$y$ :	distancia horizontal
$z$ :	distancia vertical
$z_0$ :	longitud de rugosidad
$z_B$ :	altura de la capa subnube
$z_l$ :	altura de la capa de mezcla
$z_{top}$ :	cima del modelo
$z_{inv}$ :	altura de la inversión en una capa de estratocúmulos
$\zeta$ :	longitud adimensionalizada de Obukhov

---



# Bibliografía

- Abdella, K. y N. McFarlane (2001). Modelling boundary-layer clouds with a statistical cloud scheme and a second-order turbulence closure. *Boundary-Layer Met.*, **98**, 387–410.
- Albrecht, B. A. (1979). A model of the thermodynamic structure of the trade-wind boundary layer: Part II. applications. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 90–98.
- Albrecht, B. A. (1981). Parameterization of trade-cumulus cloud amounts. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 97–105.
- Albrecht, B. A. (1998). Observations of cloudy boundary layers. In A. Holtslag y P. Duynkerke (Eds.), *Clear and cloudy boundary layers*, Chapter 8, 179–198pp . Amsterdam, The Netherlands: Elsevier Sciences.
- Albrecht, B. A., C. S. Bretherton, D. Johnson, W. H. Schubert, y A. S. Frisch (1995). The atlantic stratocumulus transition experiment - ASTEX. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **76**, 889–904.
- Albrecht, B. A., R. S. Penc, y W. H. Schubert (1985). An observational study of cloud-topped mixed layers. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 800–822.
- Albrecht, B. A., D. A. Randall, y S. Nicholls (1988). Observations of marine stratocumulus clouds during FIRE. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **69**, 618–626.
- André, J. C., G. de Moor, P. Lacarrère, G. Therry, y R. du Vachat (1978). Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1861–1883.
- Andreas, E. L. (1988). Estimating averaging times for point and path-averaged measurements of turbulent spectra. *J. Appl. Meteor.*, **27**, 295–304.
- Arakawa, A. y W. H. Schubert (1974). Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large- scale environment, Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674–701.
- Asai, T. y A. Kasahara (1967). A theoretical study of the compensating downward motions associated with cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 487–496.

- Augstein, E., H. Riehl, F. Ostapoff, y V. Wagner (1973). Mass and energy transports in an undisturbed atlantic trade-wind flow. *Mon. Wea. Rev.*, **101**, 101–111.
- Augstein, E., H. Schmidt, y F. Ostapoff (1974). The vertical structure of the atmospheric planetary boundary layer in undisturbed trade winds over the atlantic ocean. *Boundary-Layer Met.*, **6**, 129–150.
- Austin, P. H., M. B. Baker, A. M. Blyth, y J. B. Jensen (1985). Small-scale variability in warm continental cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1123–1138.
- Austin, P. H., Y. Wang, R. Pincus, y V. Kujula (1995). Precipitation in stratocumulus clouds: Observational and modelling results. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2329–2352.
- Baker, M. B., R. E. Breidenthal, T. W. Choullarton, y J. Latham (1984). The effects of turbulent mixing in clouds. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 299–304.
- Bechtold, P. y J. W. M. Cuijpers (1995). Cloud perturbations of temperature and humidity: a LES study. *Boundary-Layer Met.*, **76**, 377–386.
- Bechtold, P., J. W. M. Cuijpers, V. Mascart, y P. Trouilhet (1995). Modelling the trade wind cumuli with a low-order turbulence model: toward a unified description of Cu and Sc clouds in meteorological models. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 455–463.
- Bechtold, P., M. Fravallo, y J. P. Pinty (1992). A model of marine boundary layer cloudiness for mesoscale applications. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1721–1734.
- Bechtold, P., J. P. Pinty, y P. Mascart (1993). The use of partial cloudiness in a warm-rain parameterization: a subgrid-scale precipitation scheme. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3301–3311.
- Bechtold, P. y A. P. Siebesma (1998). Organization and representation of boundary layer clouds. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 888–895.
- Benner, T. C. y J. A. Curry (1998). Characteristics of small tropical cumulus clouds and their impact on their environment. *J. Geophys. Res.*, **103-D22**, 28753–28767.
- Bennetts, D. A., E. McCallum, y S. Nicholls (1986). Stratocumulus: an introductory account. *The Meteorological Magazine*, **115**, 65–76.
- Betts, A. K. (1973). Non precipitating cumulus convection and its parameterization. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **99**, 178–196.
- Betts, A. K. (1975). Parametric interpretation of trade-wind cumulus budget studies. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1934–1945.
- Betts, A. K. (1982a). Cloud thermodynamic models on saturation point coordinates. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2182–2191.

- Betts, A. K. (1982b). Saturation point analysis of moist convective overturning. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1484–1505.
- Betts, A. K. (1986). A new convective adjustment scheme. Part I: observational and theoretical basis. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **112**, 677–691.
- Betts, A. K. (1990). Diurnal variation of California coastal stratocumulus from two days of boundary layer soundings. *Tellus*, **42A**, 302–4.
- Betts, A. K. y B. A. Albrecht (1987). Conserved variable analysis of the convective boundary layer thermodynamic structure over the tropical oceans. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 83–99.
- Betts, A. K. y M. J. Miller (1986). A new convective adjustment scheme. part II: single column tests using GATE wave, BOMEX, ATEX and arctic air-mass data sets. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **112**, 693–709.
- Bjerknes, J. (1938). Saturated-adiabatic ascent of air through dry-adiabatically descent environment. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **64**, 325–330.
- Blackadar, A. K. (1962). The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **67**, 3095–3102.
- Blyth, A. M. (1993). Entrainment in cumulus clouds. *J. Appl. Meteor.*, **32**, 626–641.
- Blyth, A. M., W. Cooper, y J. Jensen (1988). A study of the source of entrained air in Montana cumuli. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3944–3964.
- Boers, R., J. B. Jensen, P. B. Krummel, y H. Gerber (1996). Microphysical and shortwave radiative structure of wintertime stratocumulus clouds over the southern ocean. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **122**, 1307–1339.
- Bougeault, P. (1981a). Modeling the trade-wind cumulus boundary layer. Part I: testing the ensemble cloud relations against numerical data. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2414–2428.
- Bougeault, P. (1981b). Modeling the trade-wind cumulus boundary layer. Part II: A high order one-dimensional model. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2429–2439.
- Bougeault, P. (1982). Cloud-ensemble relations based on the gamma probability distribution for the high-order models of the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2691–2700.
- Bougeault, P. (1985). The diurnal cycle of the marine stratocumulus layer: A higher-order model study. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2826–2843.
- Bougeault, P. y J.-C. André (1986). On the stability of the third-order turbulence closure for the modelling of the stratocumulus-topped boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1574–1581.
- Bougeault, P. y P. Lacarrère (1989). Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1872–1890.

- Bretherton, C. S., P. Austin, y S. T. Siems (1995). Cloudiness and marine boundary layer dynamics in the ASTEX lagrangian experiments. Part II: drizzle, surface fluxes and entrainment. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2724–2735.
- Bretherton, C. S. y R. Pincus (1995). Cloudiness and marine boundary layer dynamics in the ASTEX lagrangian experiments. Part I: Synoptic setting and vertical structure. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2707–2723.
- Bretherton, C. S. y M. C. Wyant (1997). Moisture transport, lower tropospheric stability, and decoupling of cloud-topped boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 148–167.
- Brinkop, S. y E. Roeckner (1995). Sensitivity of a general circulation model to parameterizations of cloud-turbulence interactions in the atmospheric boundary layer. *Tellus*, **47A**, 197–220.
- Brost, R. A., D. H. Lenschow, y J. C. Wyngaard (1982). Marine stratocumulus layers. part I: Mean conditions. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 800–817.
- Brost, R. A., J. C. Wyngaard, y D. H. Lenschow (1982). Marine stratocumulus layers. part II: Turbulence budgets. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 818–836.
- Brown, A. R. (1999a). Effects of shear on shallow cumulus convection. *Boundary-Layer Met.*, **91**, 65–80.
- Brown, A. R. (1999b). The sensitivity of large-eddy simulations of shallow cumulus convection to resolution and subgrid model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **127**, 469–482.
- Browning, K. A. (1993). The GEWEX cloud system study (GCSS). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **74**, 387–399.
- Brummer, B. y M. Wendel (1987). Observations of intermittent cumulus convection in the boundary layer. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 19–36.
- Cahalan, R. F. y J. H. Joseph (1989). Fractal statistics of cloud fields. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 261–272.
- Chaboureau, J.-P. y P. Bechtold (2002). A simple cloud parameterization derived from cloud resolving model data: diagnostic and prognostic applications. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 2362–2372.
- Chen, C. y W. R. Cotton (1983). A one-dimensional simulation of the stratocumulus-capped mixed layer. *Boundary-Layer Met.*, **25**, 289–321.
- Chen, J.-M. (1991). Turbulence-scale condensation parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1510–1512.

- Cheng, Y. y V. M. Canuto (1994). Stably stratified shear turbulence: a new model for the energy dissipation length scale. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2384–2396.
- Chlond, A. y A. Wolkau (2000). Large-eddy simulation of a nocturnal stratocumulus-topped marine atmospheric boundary layer: an uncertainty analysis. *Boundary-Layer Met.*, **95**, 31–55.
- Cho, H.-R. (1978). Some statistical properties of a homogeneous and stationary shallow cumulus cloud field. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 125–138.
- Cotton, W. R. (1975). On parameterization of turbulent transport in cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 548–564.
- Cotton, W. R. y R. A. Anthes (1989). *Storm and cloud dynamics*. Int. Geoph. Series, V44. Academic Press Inc.
- Cuijpers, J. W. M. y P. Bechtold (1995). A simple parameterization of cloud water related variables for use in boundary layer models. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2486–2490.
- Cuijpers, J. W. M. y P. G. Duynkerke (1993). Large eddy simulation of trade wind cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3894–3908.
- Cuijpers, J. W. M., P. G. Duynkerke, y F. T. M. Nieuwstadt (1996). Analyses of variance and flux budgets in cumulus-topped boundary layers. *Atmos. Res.*, **40**, 307–337.
- Cuxart, J. (1997). *Planetary boundary layer simulation: from LES to general circulation models*. Ph. D. thesis, Universitat de Barcelona, Departament D’Astronomia i Meteorologia.
- Cuxart, J., P. Bougeault, y J.-L. Redelsperger (2000). A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **126**, 1–30.
- Cuxart, J. y E. Sánchez (1997, 27 July-1 August). Stratocumulus 1d/crm intercomparison using the same turbulence scheme. In A. M. Society (Ed.), *12<sup>th</sup> Symposium on Boundary Layers and Turbulence* 261–263, pp . Vancouver, Canada.
- Davidson, B. (1968). The Barbados Oceanographic and Meteorological EXperiment. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **49**, 928–934.
- de Roode, S. R. y P. G. Duynkerke (1996). Dynamics of cumulus rising into stratocumulus as observed during the first “Lagrangian” experiment of ASTEX. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **122**, 1597–1623.
- de Roode, S. R. y P. G. Duynkerke (1997). Observed lagrangian transition of stratocumulus into a cumulus during ASTEX: mean state and turbulence structure. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2157–2173.



- de Roode, S. R., P. G. Duynkerke, y A. P. Siebesma (2000). Analogies between mass-flux and reynolds-averaged equations. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1585–1598.
- Deardorff, J. W. (1972). Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux. *J. Geophys. Res.*, **30**, 5900–5904.
- Deardorff, J. W. (1976). On the entrainment rate of a stratocumulus-topped mixed layer. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **102**, 563–582.
- Deardorff, J. W. (1980a). Cloud top entrainment instability. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 131–147.
- Deardorff, J. W. (1980b). Stratocumulus-capped mixed layer derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Met.*, **18**, 495–527.
- Deardorff, J. W. (1981). On the distribution of mean radiative cooling at the top of a stratocumulus-capped mixed layer. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **107**, 191–202.
- Donaldson, C. D. (1973). Construction of dynamic model of the production of atmospheric turbulence and the dispersal of atmospheric pollutants. In D. A. Haugen (Ed.), *Workshop on micrometeorology* 313–392, pp . Boston, EEUU: American Meteorological Society.
- Driedonks, A. G. M. y P. G. Duynkerke (1989). Current problems in the stratocumulus-topped atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Met.*, **46**, 275–303.
- Durand, P. y T. Bourcy (2001). Observations of the turbulence structure within two stratocumulus-topped, marine boundary layers. *Boundary-Layer Met.*, **99**, 105–125.
- Duynkerke, P. G. (1989). The diurnal variation of a marine stratocumulus layer: a model sensitivity study. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1710–1725.
- Duynkerke, P. G. (1993). The stability of cloud top with regard to entrainment: amendment of the theory of cloud-top entrainment instability. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 495–502.
- Duynkerke, P. G. (1998). Dynamics of cloudy boundary layers. In *Clear and cloudy boundary layers*, Chapter 9, 199–218pp . Amsterdam, The Netherlands: Elsevier Sciences.
- Duynkerke, P. G. y A. G. M. Driedonks (1987). A model for the turbulent structure of the stratocumulus-topped atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 43–64.
- Duynkerke, P. G. y A. G. M. Driedonks (1988). Turbulent structure of a shear-driven stratus-topped atmospheric boundary layer: a comparison of model results with observations. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2343–2351.
- Duynkerke, P. G. y P. Hignett (1993). Simulation of diurnal variation in a stratocumulus-capped marine boundary layer during FIRE. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3291–3300.

- Duynkerke, P. G., P. J. Jonker, P. J. Bechtold, A. Chlond, J. W. M. Cuijpers, J. Cuxart, G. Feingold, D. C. Lewellen, A. Lock, E. Meijgaard, C.-H. Moeng, J. Teixeira, B. Stevens, y M. C. Wyant (2001). Simulation of a stratocumulus-topped atmospheric boundary layer: a comparison of models and observations. submitted to BAMS.
- Duynkerke, P. G., P. J. Jonker, A. Chlond, M. C. VanZanten, J. Cuxart, P. Clark, E. Sanchez, G. Martin, G. Lenderink, y J. Teixeira (1999). Intercomparison of three-and one-dimensional model simulations and aircraft observations of stratocumulus. *Boundary-Layer Met.*, **92**, 453–487.
- Duynkerke, P. G. y J. Teixeira (2001). Comparison of the ECMWF reanalysis with FIRE I observations: diurnal variation of marine stratocumulus. *J. Climate*, **14**, 1466–1478.
- Duynkerke, P. G., H. Zhang, y P. J. Jonker (1995). Microphysical and turbulent structure of nocturnal stratocumulus as observed during ASTEX. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2763–2777.
- Emanuel, K. A. (1991). A scheme for representing cumulus convection in large-scale models. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2313–2335.
- Emanuel, K. A. (1994). *Atmospheric convection*. 200 Madison Avenue, New York, EEUU: Oxford University Press.
- Fravallo, C., Y. Fouquart, y R. Rosset (1981). The sensitivity of a model of low stratiform clouds to radiation. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1049–1062.
- French, J. R., G. Vali, y R. D. Kelly (1999). Evolution of small cumulus clouds in Florida: observations of pulsating growth. *Atmos. Res.*, **52**, 143–165.
- Garratt, J. R. (1992). *The atmospheric boundary layer*. Cambridge, Great Britain: Cambridge University Press.
- Gerber, H. (1996). Microphysics of marine stratocumulus clouds with two drizzle modes. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1649–1662.
- Gotoh, K. y Y. Fujii (1998). A fractal dimensional analysis on the cloud shape parameters of cumulus over land. *J. Appl. Meteor.*, **37**, 1283–1292.
- Grant, A. L. M. y A. R. Brown (1999). A similarity hypothesis for shallow-cumulus transports. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **125**, 1913–1936.
- Gregory, D. (2001). Estimation of entrainment rate in simple models of convective clouds. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **127**, 53–72.
- Grenier, H. y C. S. Bretherton (2001). A moist PBL parameterization for large-scale models and its application to subtropical cloud-topped marine boundary layers. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 357–377.

- Hanson, H. P. (1981). On mixing by trade-wind cumuli. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1003–1014.
- Hanson, H. P. (1984). Stratocumulus instability reconsidered: a search for physical mechanisms. *Tellus*, **36A**, 355–368.
- Hanson, H. P. (1991). Marine stratocumulus climatologies. *Int. J. Climatol.*, **11**, 147–164.
- Hoeber, H. (1974). The boundary-layer subprogram for GATE. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **55**, 731–734.
- Holland, J. Z. y E. M. Rasmusson (1973). Measurements of the atmospheric mass, energy and momentum budgets over a 500-kilometer square of tropical ocean. *Mon. Wea. Rev.*, **101**, 44–55.
- Holtstag, A. A. M. y F. T. M. Nieuwstadt (1986). Scaling the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Met.*, **36**, 201–209.
- Houze, R. A. (1993). *Cloud Dynamics*. Academic Press, INC.
- Iribarne, J. V. y W. L. Godson (1981). *Atmospheric thermodynamics*. Reidel Eds. 259, pp .
- Jensen, J. B., P. H. Austin, M. B. Baker, y A. M. Blyth (1985). Turbulent mixing, spectral evolution and dynamics in a warm cumulus cloud. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 173–192.
- Jiang, H. y W. R. Cotton (2000). Large eddy simulation of shallow cumulus convection during BOMEX: sensitivity to microphysics and radiation. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 582–594.
- Jonas, P. R. (1990). Observations of cumulus cloud entrainment. *Atmos. Res.*, **25**, 105–127.
- Jonker, H. J. J., P. G. Duynkerke, y J. W. M. Cuijpers (1999). Mesoscale fluctuations in scalars generated by boundary layer convection. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 801–808.
- Jonker, H. J. J., A. P. Siebesma, y P. G. Duynkerke (1999, b, July). Development of mesoscale fluctuations in cloud-topped boundary layers. In A. M. Society (Ed.), *13<sup>th</sup> Symposium on Boundary Layers and Turbulence* 197–200, pp . Dallas, USA.
- Kahn, P. H. y J. A. Businger (1979). The effect of radiative flux divergence on entrainment of saturated convective boundary layer. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **105**, 303–306.
- Kain, J. S. y J. M. Fritsch (1990). A one dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2784–2802.
- Kawa, S. R. y R. Pearson (1989). An observational study of stratocumulus entrainment and thermodynamics. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2649–2661.
- Klein, S. A. y D. L. Hartmann (1993). The seasonal cycle of low stratiform clouds. *J. Climate*, **6**, 1587–1606.

- Klein, S. A., D. L. Hartmann, y J. R. Norris (1995). On the relationships among low-cloud structure, sea surface temperature, and atmospheric circulation in the summertime Northeast Pacific. *J. Climate*, **8**, 1140–1155.
- Krueger, S. K. y A. Bergeron (1994). Modeling the trade cumulus boundary layer. *Atmos. Res.*, **33**, 169–192.
- Kuettner, J. P. y J. Holland (1969). The BOMEX project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **50**, 394–402.
- Lafore, J. P., J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Héril, P. Mascart, V. Masson, J. P. Pinty, J.-L. Redelsperger, E. Richard, y J. V.-G. de Arellano (1998). The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I: adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, **16**, 90–109.
- Lappen, C.-L. y D. A. Randall (2001a). Toward a unified parameterization of the boundary layer and moist convection. part II: lateral mass exchanges and subplume-scale fluxes. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2037–2051.
- Lappen, C.-L. y D. A. Randall (2001b). Toward a unified parameterization of the boundary layer and moist convection. part III: Simulations of clear and cloudy convection. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2052–2072.
- Lenderink, G. y A. A. M. Holtslag (2000). Evaluation of the kinetic energy approach for modeling turbulent fluxes in stratocumulus. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 244–258.
- Lenderink, G., M. C. VanZanten, y P. G. Duynkerke (1999). Can an E-1 turbulence closure simulate entrainment in radiatively driven convective boundary layers? *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3331–3337.
- Lenschow, D. H., I. R. Paluch, A. R. Bandy, R. Pearson, S. R. Kawa, C. J. Weaver, B. J. Huebert, J. G. Kay, D. C. Thornton, y A. R. Driedger (1988). Dynamics and chemistry of marine stratocumulus (DYCOMS) experiment. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **69**, 1058–1066.
- Lewellen, D. C., W. S. Lewellen, y S. Yoh (1996). Influence of Bowen ratio on boundary-layer cloud structure. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 175–187.
- Lewellen, W. S. y S. Yoh (1993). Binormal model of ensemble partial cloudiness. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1228–1237.
- Li, J.-L. F., M. Kohler, J. D. Farrara, y C. R. Mechoso (2002). The impact of stratocumulus cloud radiative properties on surface heat fluxes simulated with a general circulation model. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 1433–1441.
- Lilly, D. K. (1968). Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **94**, 292–309.

- Lilly, D. K. y W. H. Schubert (1980). The effects of radiative cooling in a cloud-topped mixed layer. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 482–487.
- Lin, C. y A. Arakawa (1997a). The macroscopic entrainment processes of simulated cumulus ensemble. part I: entrainment sources. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1027–1043.
- Lin, C. y A. Arakawa (1997b). The macroscopic entrainment processes of simulated cumulus ensemble. part II: testing the entrainment-plume model. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1044–1053.
- Lock, A. P., A. R. Brown, M. R. Bush, G. M. Martin, y R. B. Smith (2000). A new boundary layer mixing scheme. part I: scheme description and single-column model tests. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 3187–3199.
- Lock, A. P. y M. K. MacVean (1999). The parametrization of entrainment driven by surface heating and cloud top cooling. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **125**, 271–299.
- Lopez, R. E. (1977). The lognormal distribution and cumulus cloud populations. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 865–872.
- Lovejoy, S. (1982). Area-perimeter relation for rain and cloud areas. *Science*, **216**, 185–187.
- Lumley, J. L. y H. A. Panofsky (1964). *The structure of Atmospheric Turbulence*. N.Y, (USA): Wiley-Interscience 239 pp., pp .
- Machado, L. A. T. y W. B. Rossow (1993). Structural characteristics and radiative properties of tropical cloud clusters. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3234–3260.
- MacVean, M. K. y J. Mason (1990). Cloud-top entrainment instability through small-scale mixing and its parameterization in numerical models. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1012–1030.
- Malinowski, S. P. y I. Zawadzki (1993). On the surface of clouds. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 5–13.
- Malkus, J. S. (1954). Some results of a trade-cumulus cloud investigation. *J. Meteor.*, **11**, 220–237.
- Mandelbrot, B. (1977). *Fractals*. New York: W. H. Freeman.
- Martin, G. M., D. W. Johnson, D. P. Rogers, P. R. Jonas, P. Minnis, y D. A. Hegg (1995). Observations of the interaction between cumulus clouds and warm stratocumulus clouds in the marine boundary layer during ASTEX. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2902–2922.
- Mellor, G. L. (1977). The gaussian cloud model relations. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 356–358, y 1483.
- Mellor, G. L. y T. Yamada (1974). A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791–1806.

- Moeng, C.-H. (1986). Large-eddy simulation of a stratus-topped boundary layer. Part I: Structure and budgets. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2886–2900.
- Moeng, C.-H. y D. A. Randall (1984). Problems in simulating the stratocumulus-topped boundary layer with a third-order closure model. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1588–1600.
- Moeng, C.-H. y U. Schumann (1991). Composite structure of plumes in stratus-topped boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2280–2291.
- Moeng, C.-H., S. Shen, y D. A. Randall (1992). Physical processes within the nocturnal stratus-topped boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2384–2401.
- Moeng, C.-H., P. P. Sullivan, y B. Stevens (1999). Including radiative effects in an entrainment rate formula for buoyancy-driven PBLs. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1031–1049.
- Monin, A. S. y A. M. Yaglom (1971). *Statistical Fluid Mechanics*. Cambridge, Mass. (USA): The MIT Press.
- Neggers, R. A. J., A. P. Siebesma, y H. J. J. Jonker (2002). A multiparcel model for shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1655–1668.
- Nicholls, S. (1984). The dynamics of stratocumulus: aircraft observations and comparisons with a mixed layer model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **110**, 783–820.
- Nicholls, S. y J. Leighton (1986). An observational study of the structure of stratiform cloud sheets: Part I. structure. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **112**, 431–460.
- Nicholls, S. y M. A. LeMone (1980). The fair weather boundary layer in GATE: The relationship of subcloud layers and structure to the distribution and enhancement of cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2051–2067.
- Nicholls, S., M. A. LeMone, y G. Sommeria (1982). The simulation of a fair weather marine boundary layer in GATE using a three-dimensional model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **108**, 167–190.
- Nicholls, S. y J. D. Turton (1986). An observational study of the structure of stratiform cloud sheets: Part II. entrainment. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **112**, 461–480.
- Nieuwstadt, F. T. M. y J. A. Businger (1984). Radiative cooling near the top of a cloudy mixed layer. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **110**, 1073–1078.
- Nieuwstadt, F. T. M. y P. G. Duynkerke (1995). Turbulence in the atmospheric boundary layer. *Atmos. Res.*, **40**, 111–142.
- Nieuwstadt, F. T. M., P. J. Mason, C.-H. Moeng, y U. Schumann (1993). Large-Eddy simulation of the convective boundary layer: A comparison of four computer codes. In *Turbulence Shear Flows 8* 343–367, pp . Berlin: Springer-Verlag.

- Nitta, T. y S. Esbensen (1974). Heat and moisture budget analyses using BOMEX data. *Mon. Wea. Rev.*, **102**, 17–28.
- Oreskes, N., K. Shrader-Frechette, y K. Belitz (1994). Verification, validation, and confirmation of numerical models in the earth sciences. *Science*, **263**, 641–646.
- Paluch, I. R. (1979). The entrainment mechanism in Colorado cumuli. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1028–1039.
- Paluch, I. R. y D. H. Lenschow (1991). Stratiform cloud formation in the marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2141–2158.
- Pennell, W. T. y M. A. LeMone (1974). An experimental study of turbulence structure in the fair weather trade-wind boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1308–1323.
- Plank, V. G. (1969). The size distribution of cumulus clouds in representative Florida populations. *J. Appl. Meteor.*, **8**, 46–67.
- Pontikis, C., A. Rigaud, y E. Hicks (1987). Entrainment and mixing as related to the microphysical properties of shallow warm cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2150–2165.
- Pruppacher, H. R. y J. D. Klett (1997). *Microphysics of clouds and precipitation*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers 714, pp .
- Raga, G. B., J. B. Jensen, y M. B. Baker (1990). Characteristics of cumulus band clouds off the coast of Hawaii. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 338–355.
- Ramirez, J. A. y R. L. Bras (1990). Clustered or regular cumulus cloud fields: the statistical character of observed and simulated cloud fields. *J. Geophys. Res.*, **95-D3**, 2035–2045.
- Randall, D. A. (1980a). Conditional instability of the first kind upside-down. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 125–130.
- Randall, D. A. (1980b). Entrainment into a stratocumulus layer with distributed radiative cooling. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 148–159.
- Randall, D. A. (1984). Buoyant production and consumption of turbulence kinetic energy in cloud-topped mixed layers. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 402–413.
- Randall, D. A. y G. J. Huffman (1980). A stochastic model of cumulus clumping. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2068–2078.
- Randall, D. A. y G. J. Huffman (1982). Entrainment and detrainment in a simple cumulus cloud model. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2793–2806.
- Randall, D. A., Q. Shao, y C.-H. Moeng (1992). A second-order bulk boundary layer model. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1903–1923.

- Randall, D. A. y B. A. Wielicki (1997). Measurements, models and hypotheses in the atmospheric sciences. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 399–406.
- Randall, D. A., K.-M. Xu, R. J. C. Somerville, y S. Iacobellis (1996). Single-column models and cloud ensemble models as links between observations and climate models. *J. Climate*, **9**, 1683–1697.
- Raymond, D. J. y A. M. Blyth (1986). A stochastic mixing model for nonprecipitating cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2708–2718.
- Redelsperger, J.-L. y G. Sommeria (1981). Méthode de représentation de la turbulence d'échelle inférieure à la maille pour un modèle tri-dimensionnel de convection nuageuse. *Boundary-Layer Met.*, **21**, 509–530.
- Redelsperger, J.-L. y G. Sommeria (1986). Three-dimensional simulation of a convective storm: Sensitivity studies on subgrid parameterization and spatial resolution. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2619–2635.
- Rogers, R. R. (1977). *Física de las nubes*. Barcelona, Spain: Editorial Reverté.
- Sánchez, E. y J. Cuxart (2002, 15-19 July). Diurnal cycles of a marine Sc layer and Cu over land simulated with a TKE scheme using a unified formulation of the mixing length. In A. M. Society (Ed.), *15<sup>th</sup> Symposium on Boundary Layers and Turbulence* 213–214, pp . Wageningen, Holanda.
- Saylor, B. J. y R. E. Breidenthal (1998). Laboratory simulations of radiatively induced entrainment in stratiform clouds. *J. Geophys. Res.*, **103-D8**, 8827–8837.
- Schubert, W. H., J. S. Wakefield, E. J. Steiner, y S. K. Cox (1979). Marine stratocumulus convection. Part I: Governing equations and horizontally homogeneous solutions. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1286–1307.
- Shettle, E. P. y J. A. Weinman (1970). The transfer of solar irradiance through inhomogeneous turbid atmospheres evaluated by Eddington's approximation. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1048–1055.
- Siebesma, A. P. (1996). On the mass flux approach for atmospheric convection. In *Workshop on New Insights and approaches to convective parameterizations* 25–57, pp . ECMWF.
- Siebesma, A. P. (1998). Shallow cumulus convection. In *Buoyant convection in Geophysical flows* 41–82, pp . Kluwer academic publishers.
- Siebesma, A. P., C. S. Bretherton, A. R. B. A. Chlond, J. Cuxart, P. G. Duynkerke, H. Jiang, M. Khairoutdinov, D. C. Lewellen, C.-H. Moeng, E. Sánchez, B. Stevens, y D. Stevens (Oct,2001, revisado Ago 2002). A large-eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. submitted to JAS.



- Siebesma, A. P. y J. W. M. Cuijpers (1995). Evaluation of parametric assumptions for shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 650–666.
- Siebesma, A. P. y A. A. M. Holtslag (1996). Model impacts of entrainment and detrainment rates in shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2354–2364.
- Siebesma, A. P. y H. J. J. Jonker (2000). Anomalous scaling of cumulus cloud boundaries. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 214–217.
- Slingo, A., R. Brown, y C. L. Wrench (1982). A field study of nocturnal stratocumulus; III. high resolution radiative and microphysical observations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **108**, 145–165.
- Slingo, A., S. Nicholls, y J. Schmetz (1982). Aircraft observations of marine stratocumulus during JASIN. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **108**, 833–856.
- Smith, R. N. B. (1990). A scheme for predicting layer clouds and their water content in a general circulation model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **116**, 435–460.
- Smith, S. A. y P. R. Jonas (1995). Observations of the turbulent fluxes of cumulus clouds. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **121**, 1185–1208.
- Sommeria, G. (1976). Three-dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade wind boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 216–241.
- Sommeria, G. y J. W. Deardorff (1977). Subgrid-scale condensation in models of nonprecipitating clouds. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 344–355.
- Squires, P. (1958a). Penetrative downdraughts in cumuli. *Tellus*, **10**, 381–389.
- Squires, P. (1958b). The spatial variation of liquid water and droplet concentration in cumuli. *Tellus*, **10**, 372–380.
- Stage, S. A. y J. A. Businger (1981). A model for entrainment into a cloud-topped marine boundary layer. part I: Model description and application to a cold air outbreak episode. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2213–2229.
- Stephens, G. L. (1978). Radiation profiles in extended water clouds. II: Parameterization schemes. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1542–1556.
- Stevens, B. (2000). Cloud transitions and decoupling in shear-free stratocumulus-topped boundary layers. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 2557–2560.
- Stevens, B., A. S. Ackerman, B. A. Albrecht, A. R. Brown, A. Chlond, J. Cuxart, P. G. Duynkerke, D. C. Lewellen, M. K. MacVean, R. A. J. Neggers, E. Sánchez, A. P. Siebesma, y D. E. Stevens (2001). Simulations of trade wind cumuli under a strong inversion. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1870–1891.

- Stevens, B., W. R. Cotton, G. Feingold, y C.-H. Moeng (1997, July). Drizzle “decoupling” and aerosol indirect effects in marine stratocumulus. In A. M. Society (Ed.), *12<sup>th</sup> Symposium on Boundary Layers and Turbulence* 58–59, pp . Vancouver, Canada.
- Stevens, B. y D. H. Lenschow (2001). Observations, experiments and large eddy simulation. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **82**, 283–294.
- Stevens, D. E., J. B. Bell, A. S. Almgren, V. E. Beckner, y C. A. Rendleman (2000). Small-scale processes and entrainment in a stratocumulus marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 567–581.
- Stommel, H. (1947). Entrainment of air into a cumulus cloud. *J. Meteor.*, **4**, 91–94.
- Stull, R. B. (1976). The energetics of entrainment across a density interface. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1260–1267.
- Stull, R. B. (1985). A fair-weather cumulus cloud classification scheme for mixed- layer studies. *J. Clim. Appl. Meteor.*, **24**, 49–56.
- Stull, R. B. (1988). *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers 666, pp .
- Taylor, G. R. y M. B. Baker (1991). Entrainment and detrainment in cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 112–121.
- Teixeira, J. y T. F. Hogan (2002). Boundary layer clouds in a global atmospheric model: Simple cloud cover parameterizations. *J. Climate*, **15**, 1261–1276.
- Tiedtke, M. (1989). A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1779–1800.
- Tiedtke, M. (1993). Representation of clouds in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3040–3061.
- Turton, J. D. y S. Nicholls (1987). A study of the diurnal variation of stratocumulus using a multiple mixed layer model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 969–1009.
- VanZanten, M. C. y P. G. Duynkerke (2002). Radiative and evaporative cooling in the entrainment zone of stratocumulus- the role of longwave radiative cooling above cloud top. *Boundary-Layer Met.*, **102**, 253–280.
- VanZanten, M. C., P. G. Duynkerke, y J. W. M. Cuijpers (1999). Entrainment parameterization in convective boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 813–828.
- Wang, S. y B. Stevens (2000). Top-hat representation of turbulence statistics in cloud-topped boundary layers: a large eddy simulation study. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 423–441.

- Warner, J. (1955). The water content of cumuliform clouds. *Tellus*, **4**, 449–457.
- Warner, J. (1970a). The microstructure of cumulus cloud: Part III. the nature of the updraft. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 682–688.
- Warner, J. (1970b). On steady-state one-dimensional models of cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1035–1040.
- Warner, J. (1977). Time variation of updraft and water content in small cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1306–1312.
- Warren, S. G., C. J. Hahn, J. London, R. M. Chervin, y R. L. Jenne (1986). Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over land. Technical report, NCAR/TN-273 +STR, 29pp + 200maps.
- Warren, S. G., C. J. Hahn, J. London, R. M. Chervin, y R. L. Jenne (1988). Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over the ocean. Technical report, NCAR Tech. Note NCAR/TN-317 +STR, 42pp + 170maps.
- Weger, R. C., J. Lee, T. Zhu, y R. M. Welch (1992). Clustering, randomness and regularity in cloud fields: 1. theoretical considerations. *J. Geophys. Res.*, **97-D18**, 20519–20536.
- Wielicki, B. A. y R. M. Welch (1986). Cumulus cloud properties derived using Landsat satellite data. *J. Clim. Appl. Meteor.*, **25**, 261–276.
- Wyant, M. C., C. S. Bretherton, H. A. Rand, y D. E. Stevens (1997). Numerical simulations and a conceptual model of the subtropical marine stratocumulus to trade cumulus transition. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 168–192.
- Wyngaard, J. C. (1998). Boundary-layer modeling: History, philosophy, and sociology. In A. Holtslag y P. Duynkerke (Eds.), *Clear and cloudy boundary layers*, Chapter 14, 325–332pp. Amsterdam, The Netherlands: Elsevier Sciences.
- Wyngaard, J. C. y C.-H. Moeng (1992). Parameterizing turbulent diffusion through the joint probability density. *Boundary-Layer Met.*, **60**, 1–13.
- Xu, K.-M. y S. K. Krueger (1991). Evaluation of cloudiness parameterizations using a cumulus ensemble model. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 342–367.
- Yamada, T. y G. L. Mellor (1979). A numerical simulation of BOMEX data using a turbulence closure model coupled with ensemble cloud relations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **105**, 915–944.
- Zhang, M. H., J. L. Lin, R. T. Cederwall, J. J. Yio, y S. C. Xie (2001). Objective analysis of ARM IOP data: method and sensitivity. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 295–311.
- Zhu, P. y B. Albrecht (2002). A theoretical and observational analysis on the formation of fair-weather cumuli. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1983–2005.

# ARTÍCULOS

J. Cuxart\* and E. Sánchez

INM/SPN, Spanish Met. Institute, NWP Dpt.

## 1 INTRODUCTION

The representation of boundary layer clouds is a difficult item for atmospheric numerical models. This is due to the lack of proper 1D parameterizations for both Cumulus and Stratocumulus PBLs, specially when the vertical resolution is low. This is a major factor for Sc topped PBL, where the key processes are focussed within some meters at the top of the cloud.

The cloudy boundary layers are more complex than the dry convective PBL, since more factors are involved, interacting in a not yet fully known way. Besides the surface forcings and the entrainment mixing at the top of the PBL, in the Cloudy PBL the radiative processes and the phase changes play a major role, since they interact with turbulence mixing.

Focusing on the Sc topped BL, the major driving factors for the PBL are usually cooling processes at the top of the cloud, both radiative and evaporative. The cold parcels of air locally generated at the inversion are thermally unstable and begin to fall across the underlying mixed layer, causing a buoyancy driven PBL under the inversion. If wind shear exists as well, then the turbulence generation is larger. A diurnal cycle is observed on large Sc layers, due to the effect of the solar radiation during the daytime, with a shallower deck than at night time.

Mesoscale and larger scale models need to treat adequately areas where Sc are present, since they affect drastically the radiative budget. 1D parameterizations shall be provided. We will use one based on the turbulence scheme of the Meso-NH model, with conservative variables for non-precipitating processes, together with a condensation scheme.

Observational knowledge is the basis for any improvement on theory and on modeling. The ASTEX campaign (Bretherton and Pincus, 1995) was focussed on a large Sc sheet over the North Atlantic and its transition to a broken Cu layer when moving southwards. The Cloud Resolving Model (CRM) community uses these data to validate their models and try to understand the main factors driving a Sc topped PBL. Simplified Sc PBL cases are reproduced by means of CRM models and used as base cases to test 1D parameterizations against them. A nocturnal ASTEX case is used to intercompare different CRM models and

1D parameterizations. In our case, we are using the same model, Meso-NH, both in CRM and single column getting free of differences in numerics that may question the intercomparison.

## 2 BOUNDARY LAYER CLOUDS TREATMENT

As described in paper P8.9, the Meso-NH model uses a unique turbulence scheme both in single column (1D) and in Subgrid-scale mode (SGS). The only free parameter is the turbulence mixing length. The Bougeault-Lacarrère length is used in 1D, which is based on the free path a particle can make from its original level with energy equal to its initial TKE and been subjected to accelerations and decelerations by the buoyancy field. When phase changes enter the field, they modify the buoyancy effects according to

$$\theta_v(z') = \theta(z') \left( \frac{1 + \delta r_v(z')}{1 + r_{np}(z')} \right) \quad (1)$$

where  $z'$  is the level at which the particle arrives, and  $r_{np} = r_v + r_c$  stands for the sum of water vapour and cloud water of the particle. The buoyancy of the particle is compared to the buoyancy of the environment at that level and accelerated or decelerated.

For the model running both in 1D and SGS mode, the condensation can use two schemes:

- a) All-or-nothing:  $N = 1$  if  $r_{v, sat} > r_v$   $N = 0$  otherwise
- b) Sommeria-Deardorff: allows a grid point to contain cloud water even if it is sub-saturated and, therefore, partial cloudiness. It uses information for the turbulence scheme (Sommeria and Deardorff, 1977).

## 3 RESULTS

The case studied is the first use of Meso-NH as a CRM model for PBL clouds. In the frame of the EU-CREM project (European Cloud Resolving Models), the same simulation for the ASTEX case has been performed by 5 different CRM models. Our results fall within the range of the other models results. This case presents a well mixed layer under a strong inversion, with a Sc cloud occupying the upper half of the PBL. The height of the inversion increases continuously during the 3 hour run, with an entrainment velocity around  $1.7 \text{ cm s}^{-1}$ . The conservative variables  $\theta_i$  and

\*Corresponding author address: Joan Cuxart, Inst. Nal. Meteorología, Apt 285, 28040 Madrid, Spain. e-mail: j.cuxart@inm.es

$\tau_{np}$  are well mixed, with a good location of the maximum of cloud water, somewhat overestimated (figure 1). The resolved kinetic energy budget shows that the main production term is the buoyancy, specially into the cloud. The SGS buoyancy production is very important at the inversion, explaining most of the entrainment at that level. This enlightens the importance of the SGS scheme used. The turbulent transport is found to act at this layer to balance the buoyancy effect. A well mixed mixed layer is found below, with very small contributions of the SGS scheme.

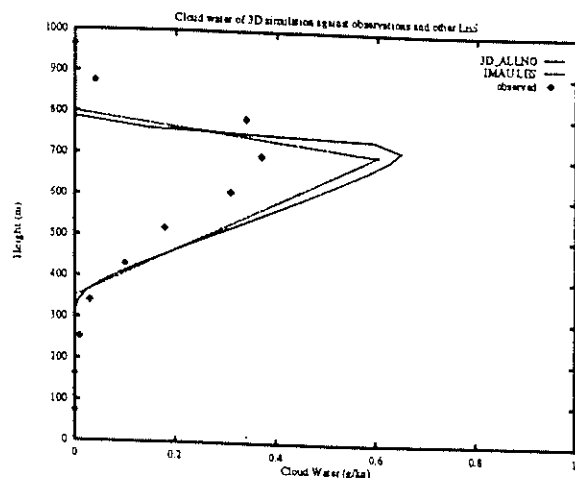


Figure 1: Cloud Water content for 3D, IMAU LES, and obs.

To obtain satisfactory results in single column mode, changes were needed. With the "dry" formulation of the mixing length, the inversion does not rise at the same rate than the CRM simulation, with a very small entrainment flux, and the layers below are not well mixed in the conservative variables ( $\theta_l$  and  $\tau_{np}$ ). The failure was mainly attributed to the formulation of the Bougeault-Lacarrère mixing length, which, at that state, did not take into account phase changes. The inclusion of those by means of (1) improved very much the results. In figure 2 both lengths are shown, and the modified one gives much larger mixing inside the cloud. This is also reflected in the TKE budget, where the entrainment flux is much closer to the CRM output (not shown).

In figure 3, the  $\theta_l$  profile of the modified 1D scheme is compared to the CRM averaged output. The stratification is well reproduced with a somewhat too low height of the inversion. This simulation was made with an all-or-nothing scheme. The use of the Subgrid Condensation scheme of Sommeria and Deardorff, also plotted in figure 3, results in undetectable differences. This was not the case on a previous ASTEX 1D Sc simulation, where larger sensitivity was found at the top of the cloud. This might be related to a stabilization of the height of the cloud during the final part of the simulation in 1D, contrary to what is observed in 3D. We expect that this test will be much more important for Cumulus simulations, with par-

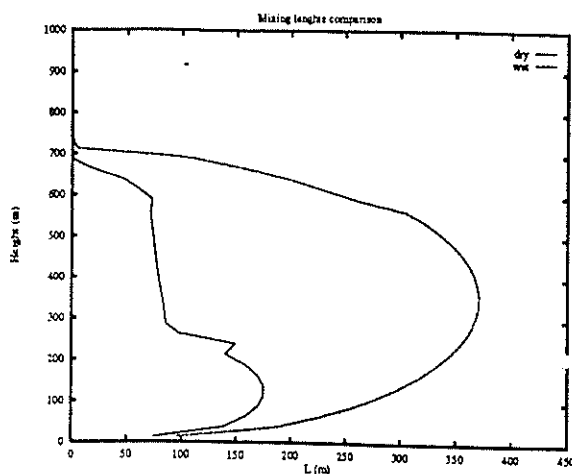


Figure 2: Mixing lengths with cond/evap or not

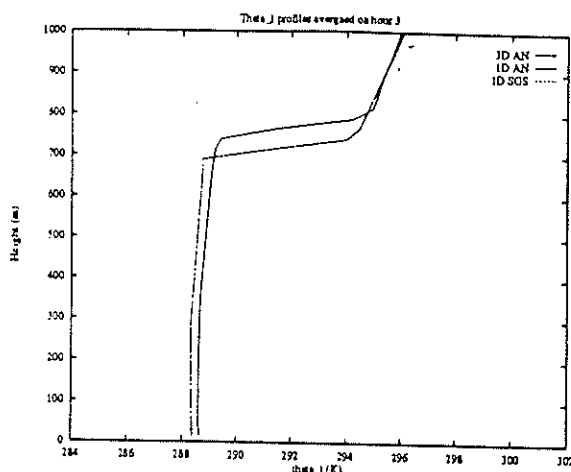


Figure 3:  $\theta_l$  profiles 1D and 3D

tial cloudiness. In the present case, supersaturation at each cloudy cell makes the choice of the condensation scheme of low importance, except at the top and the base of the cloud.

## 4 CONCLUSIONS

The first use of Meso-NH as a PBL CRM model has lead to a simulation comparable to other well tested models and observations for an ASTEX case. The results show the big sensitivity of the entrainment to the SGS scheme formulation. The same scheme running in single column mode is able to reproduce the main characteristics of the CRM simulation when phase changes are taken into account into the mixing length of Bougeault-Lacarrère. On the contrary, passing from an all-or-nothing condensation scheme to a Subgrid scheme is not changing the results in a detectable way for the Sc case.

## References

- Bretherton, Pincus, 1995: *J. Atmos. Sci* 52, 2707-2723  
Sommeria, Deardorff, 1977: *J. Atmos. Sci* 34, 344-355

# INTERCOMPARISON OF THREE- AND ONE-DIMENSIONAL MODEL SIMULATIONS AND AIRCRAFT OBSERVATIONS OF STRATOCUMULUS

P. G. DUYNKERKE\*, P. J. JONKER, A. CHLOND<sup>1</sup>, M. C. VAN ZANTEN,  
J. CUXART<sup>1</sup>, P. CLARK<sup>1</sup>, E. SANCHEZ<sup>1</sup>, G. MARTIN<sup>1</sup>, G. LENDERINK<sup>1</sup> and  
J. TEIXEIRA<sup>1</sup>

*Institute for Marine and Atmospheric Research (IMAU), Utrecht University, Princetonplein 5,  
3584 CC Utrecht, The Netherlands*

(Received in final form 20 June 1999)

**Abstract.** As part of the European Cloud Resolving Modelling (EUCREM) model intercomparison project we compared the properties and development of stratocumulus as revealed by actual observations and as derived from two types of models, namely three-dimensional Large Eddy Simulations (LES) and one-dimensional Single Column Models (SCMs). The turbulence, microphysical and radiation properties were obtained from observations made in solid stratocumulus during the third flight of the first 'Lagrangian' experiment of the Atlantic Stratocumulus Transition Experiment (ASTEX). The goal of the intercomparison was to study the turbulence and microphysical properties of a stratocumulus layer with specified initial and boundary conditions.

The LES models predict an entrainment velocity which is significantly larger than estimated from observations. Because the observed value contains a large experimental uncertainty no definitive conclusions can be drawn from this. The LES modelled buoyancy flux agrees rather well with the observed values, which indicates that the intensity of the convection is modelled correctly. From LES it was concluded that the inclusion of drizzle had a small influence (about 10%) on the buoyancy flux. All SCMs predict a solid stratocumulus layer with the correct liquid water profile. However, the buoyancy flux profile is poorly represented in these models. From the comparison with observations it is clear that there is considerable uncertainty in the parametrization of drizzle in both SCM and LES.

**Keywords:** Closure models, Drizzle, Entrainment, Large Eddy Simulation, Observations, Stratocumulus, Turbulence.

## 1. Introduction

An observed stratocumulus cloud deck used in the European Cloud-Resolving Modelling (EUCREM) model intercomparison project is described. The case is based on flight RF06 of the NCAR Electra in a boundary layer with stratocumulus observed during the first Lagrangian experiment (Albrecht et al., 1995; Roode and Duynkerke, 1997) of the Atlantic Stratocumulus Transition Experiment (ASTEX). The data were obtained in a stratocumulus deck observed in the night and early

\* E-mail: P.G.Duynkerke@phys.uu.nl

<sup>1</sup> Addresses of these participants are listed in Appendix A.



morning of 13 June 1992. The stratocumulus is in a transitional phase developing from a horizontally homogeneous cloud layer (Duynkerke et al., 1995; flight 2 of Roode and Duynkerke, 1997) into a decoupled boundary layer with cumulus penetrating the stratocumulus from below (flight 3 of Roode and Duynkerke, 1997). This means that the boundary-layer structure is sensitive to jump conditions at the inversion and decoupling. The observations are compared with a three-hour-long model simulation, which starts at 0700 UTC 13 June 1992, with one-dimensional Single Column Models (SCMs) and with three-dimensional Large Eddy Simulation (LES) models.

The turbulence structure of stratocumulus has been reviewed by Driedonks and Duynkerke (1989) and since then has been studied thoroughly from observations by, e.g., Nicholls (1989), Hignett (1991), Paluch and Lenschow (1991), Duynkerke et al. (1995), Roode and Duynkerke (1997). Longwave cooling occurring at cloud top typically drives the turbulence mixing through the entire boundary layer. This cloud-top cooling supports a positive vertical buoyancy flux throughout the boundary layer and maintains this layer in a well-mixed state. Besides the longwave cooling, the surface fluxes can also generate turbulence in the boundary layer. Due to the turbulent kinetic energy in the boundary layer, air from above the inversion is mixed into the boundary layer – a process called entrainment. The entrained air is typically warmer and dryer than the air in the boundary layer. Entrainment is potentially a mechanism for warming and drying, and hence may lead to a thinning of the cloud layer. Entrainment is extremely important for the dynamics of stratocumulus boundary layers and has to be parametrized in Global Circulation Models (GCMs). However, the physics of entrainment and its parametrization are still poorly understood.

The goal of this intercomparison is to study the turbulence and microphysical properties of a stratocumulus layer with specified initial and boundary conditions. We do not intend to perform long-time integrations, e.g., over the whole 48 hours of the First Lagrangian. Our main focus will be on the intercomparing the vertical structure of turbulence and microphysics in observations and in LES models and SCMs. Further information on the model output and observations can be obtained from the World Wide Web<sup>1</sup> and Roode and Duynkerke (1997). The most crucial parameter in these stratocumulus layers is the entrainment velocity, since it is the only free parameter which determines the tendencies of heat and moisture.

This manuscript is one of a series of papers on intercomparisons between Single Column Models (SCMs) and Large Eddy Simulation (LES) models. From the first GCSS working group 1 intercomparisons two papers were published: one on an intercomparison of the LES (Moeng et al., 1996) and another on the SCMs (Bechtold et al., 1996). In that study the rather large differences between the LES results were mainly due to differences in the applied cloud-top radiative cooling,

<sup>1</sup> <http://www.phys.uu.nl/~wwwimau/EUCREM/eucrem.html> and  
<http://www.phys.uu.nl/~roode/ASTEX.html>



which was internally determined. As a result of the difference in convective forcing also the buoyancy fluxes for the different LES models were quite different. In this study we prescribe the net longwave radiative flux above cloud top, such that the convective forcing is equal in all models and an intercomparison of the results is more consistent.

## 2. Instrumentation, Synoptic Situation and Flight Plan

The Electra instrumental installations have been described in detail in the ASTEX operation plan (1992). The main instruments deployed on the Electra used for this study can be summarized as follows: (1) Droplet size spectra were measured by two optical probes. A forward scattering spectrometer probe (FSSP) was used to measure particles in the diameter range 3–66  $\mu\text{m}$  (15 intervals) and a 260X probe was used to measure particles in the diameter range 5–625  $\mu\text{m}$  (62 intervals of 10  $\mu\text{m}$ ). (2) The upward and downward longwave radiation flux was measured with Eppley pyrgeometers in the infrared wavelengths (4.0–50  $\mu\text{m}$ ). (3) A Johnson–Williams (JW) hot-wire probe (frequency of 1 Hz), the FSSP and the 260X probes were used to determine the liquid water content. The JW probe is accurate within about 10%. (4) Temperature fluctuations were measured with a platinum resistance thermometer and stored at a frequency of 20 Hz. The wind components ( $u$ ,  $v$ ,  $w$ ) were available at a frequency of 20 Hz. The absolute accuracy of the horizontal winds is about 1.0  $\text{m s}^{-1}$  and the vertical wind about 0.1  $\text{m s}^{-1}$ . The accuracies listed above are those prevailing under ideal (laboratory) conditions; the in situ errors will be larger than these numbers, but are difficult to quantify.

Detailed information about the boundary-layer structure is based on aircraft observations made east of Santa Maria (Figure 1) between 0407 UTC and 1042 UTC on 13 June 1992. In Duynkerke et al. (1995) the synoptic situation is discussed on the basis of the initialized analysis of the ECMWF model for 13 June 0000 UTC. At that time a surface high pressure system was situated near 36° N, 28° W (their Figure 3a). The experimental area (Figure 1b) is thus slightly east of the centre of the high pressure system. The NOAA AVHRR satellite picture in Figure 2 clearly shows the low level cloud over the experimental area. From the ECMWF analysis on 13 June (Duynkerke et al., 1995) it is clear that the air in the experimental area has moved southwards and that in this direction the sea surface temperature is increasing (Roode and Duynkerke, 1997).

The latitude-longitude co-ordinates of the flight track are shown in Figure 1b. Flights were made at different levels above, within and below cloud, as shown in Figure 1a. Three stacks and numerous profiles were obtained. The navigation was such that the aircraft remained roughly in the same air mass. At a certain height horizontal runs of about 10 minutes duration were flown in 'L' shaped legs. These 'L' shaped legs consisted of an initial crosswind leg (wind in the boundary layer is from about 10°) followed by a southward turn to a downwind leg, each lasting

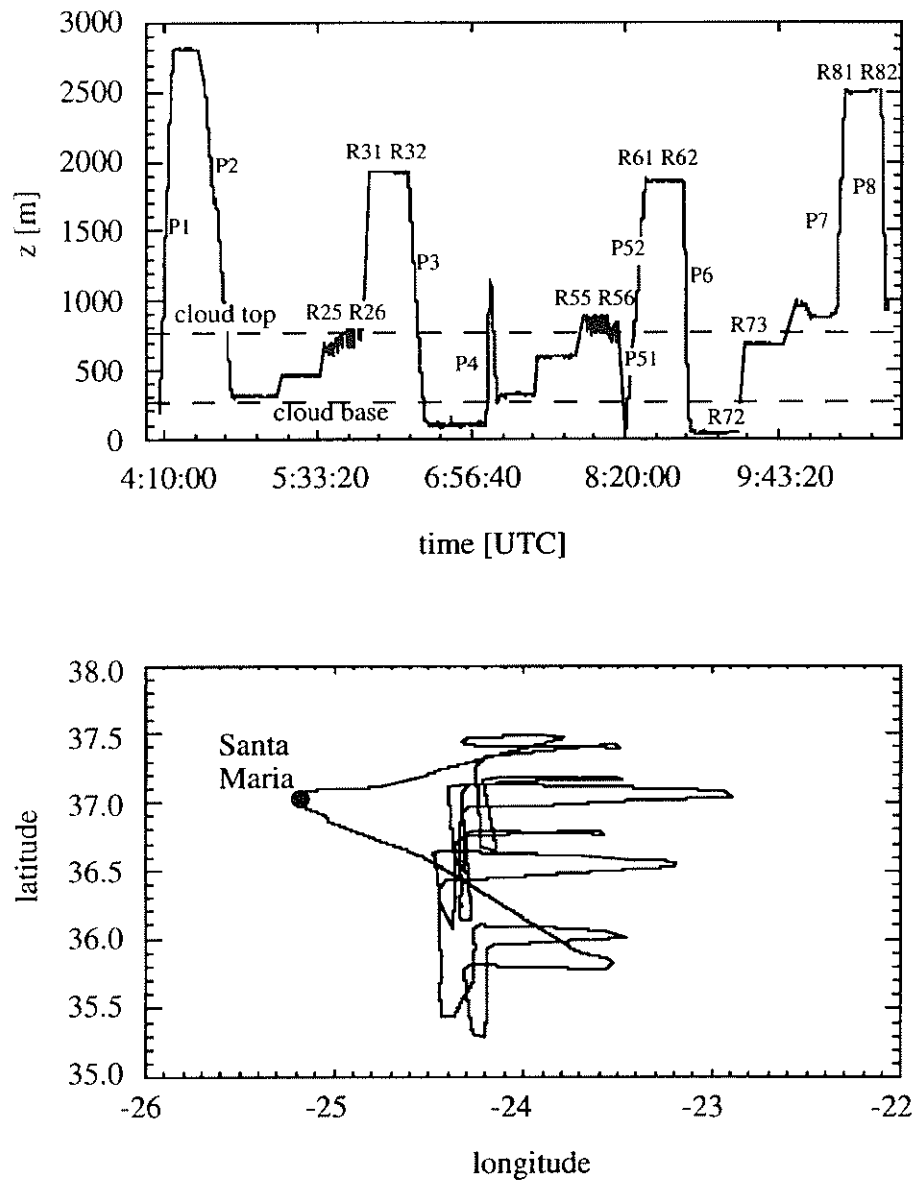


Figure 1. The height-time path (upper) and latitude-longitude path (lower) of flight RF06. Mean cloud base and cloud top are indicated by dashed lines.

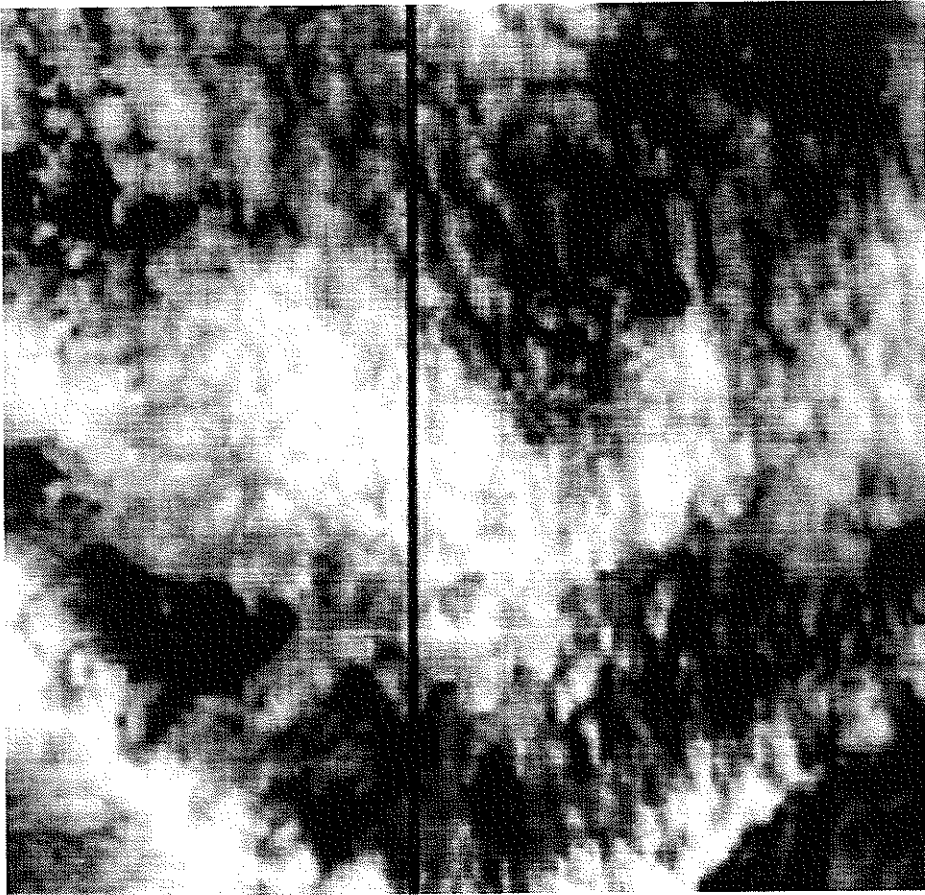


Figure 2. NOAA AVHRR channel 1 satellite picture for 0925 UTC 13 June 1992 at about  $24^{\circ}$  W (vertical line) and  $37^{\circ}$  N. The size of the domain is about  $240 \times 240 \text{ km}^2$ . Convective cloud structures can be seen in the stratocumulus deck with a horizontal size ranging from one tenth to several tenths of a kilometer.

about 10 minutes. With a flight speed of about  $100 \text{ m s}^{-1}$ , a 10 min flight covered a distance of about 60 km. Horizontal runs were flown between 30 m to 2800 m above the sea surface. Four porpoise runs were flown from about 100 m above to about 100 m below cloud top; they are numbered R25, R26, R55 and R56. In addition, 'profiles' were flown; these profiles are numbered P1, P2, P3, P4, P51, P52, P6, P7 and P8. The cloud top height was determined from the FSSP liquid water content measured during the porpoise runs (R25, R26, R55 and R56) as well as from lidar information (Table I). Within the experimental area the lowest cloud base was at about 280 m and cloud top was at about 770 m. There were small cumulus clouds under the stratocumulus deck.

TABLE I

The flight legs from which the lidar data are used to obtain the mean cloud top height.

Flight leg	Flight direction	Cloud top height (m)	Time (hh:mm)
R32	W-E	728	6:12-6:23
R61	E-W	762	8:31-8:41
R81	SE-NW	820	10:19-10:34

3. Observed Structure of the Boundary Layer

3.1. MEAN STATE: TEMPERATURE, WINDS AND WATER SUBSTANCE

Figures 3 and 4 depict the observed mean vertical thermodynamic structure and include profiles of wind ( $u, v$ ), liquid water ( $q_l$ ), total water ( $q_t = q_v + q_l$ ), and liquid water potential temperature ( $\theta_l = \theta - (l_v/c_p)q_l$ ). In these figures the data points are the horizontally averaged values of aircraft legs. The profiles show that the vertical variation of  $q_l$  and  $\theta_l$  is small below cloud top, where there is a jump of about  $-0.9 \text{ g kg}^{-1}$  and  $5 \text{ K}$  in  $q_l$  and  $\theta_l$ , respectively. The liquid water content ( $q_l$ ) increases from zero at cloud base to a maximum value near cloud top (Figure 4). The mean horizontal wind is more or less constant throughout the boundary layer with values of about  $-10$  and  $-3 \text{ m s}^{-1}$  for  $v$  and  $u$ , respectively. Therefore, in the momentum equations,  $fv$  and  $-fu$  are about  $-9 \times 10^{-4}$  and  $3 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$ , respectively. The large-scale pressure gradient terms were calculated using the ECMWF analysis data (Duynderke et al., 1995). At location  $37^\circ \text{ N}$ ,  $24^\circ \text{ W}$  we calculated pressure gradients  $-(\rho_0)^{-1} \partial p / \partial x$  and  $-(\rho_0)^{-1} \partial p / \partial y$  of about  $1.4 \times 10^{-3}$  and  $-3 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$ , respectively. For the stress divergence terms we have about  $3 \times 10^{-5}$  and  $1 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$ . From these results we find that in the mixing layer the momentum equations are reasonably balanced in both directions. The surface friction velocity,  $u_* = (\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2})^{1/4}$  estimated from the momentum fluxes, is about  $0.3 \text{ m s}^{-1}$ .

In order to obtain more information about the change in the liquid water content in the cloud that occurs with height, let us compare the liquid water content obtained from the FSSP and 260X with the adiabatic liquid water content. In order to calculate adiabatic liquid water content, we assume that the total water content ( $q_t = q_v + q_l$ ) is constant with height. In the cloud the air is saturated (thus  $q_v = q_{\text{sat}}$ ) and the temperature follows the moist adiabat. For the moist adiabat we obtain  $\partial T / \partial z \approx -4.95 \text{ K km}^{-1}$  at the temperature and pressure in the middle of the cloud. Then, for the adiabatic liquid water content, we have  $\partial q_l / \partial z \approx 2 \text{ g kg}^{-1} \text{ km}^{-1}$ , which is shown in Figure 4. The difference between the observed and the adiabatic liquid water content becomes more marked with height.

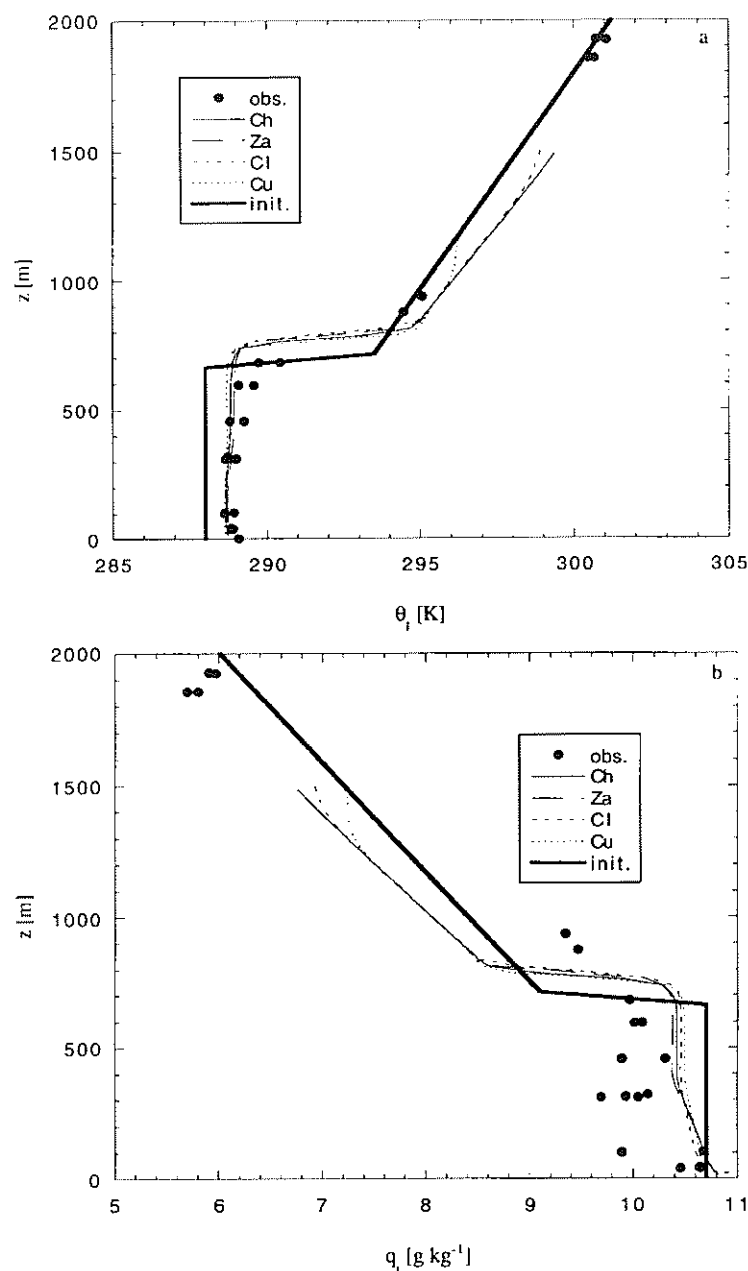


Figure 3. (a) The liquid water potential temperature ( $\theta_l$ ), (b) total water content ( $q_t$ ) and (c) horizontal wind speeds ( $u$  and  $v$ ) as a function of height ( $z$ ): points and thick line indicate observed horizontal average during aircraft legs and initial model conditions, respectively. LES values represent averages over the third hour of the simulation: Ch = Chlond, Za = Zanten, Cl = Clark, Cu = Cuxart.

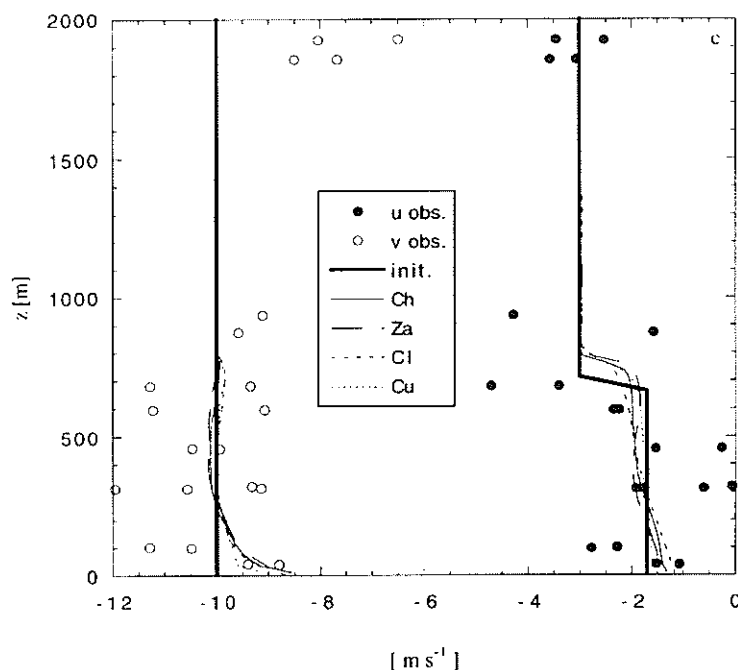


Figure 3. Continued.

### 3.2. STRUCTURE OF TURBULENCE

The virtual potential temperature flux is used to express the buoyancy flux. The value of the virtual potential temperature flux depends on moisture flux ( $\overline{wq_v}$ ), liquid water content flux ( $\overline{wq_l}$ ) and potential temperature flux ( $\overline{w\theta}$ ) (Stull, 1988). The buoyancy fluxes measured during flight RF06 are shown in Figure 5. Maximum buoyancy flux values are observed in the cloud layer and at the ocean surface. This implies that both cloud top radiative cooling and surface convection are important buoyancy production mechanisms. Entrainment takes the potentially warmer air from above the inversion down into the cloud; this leads to a minimum in the buoyancy flux at cloud top (actually the buoyancy flux should become negative but this occurs only over a small height interval which measurements cannot resolve). From the surface upwards the buoyancy flux decreases to small or even negative values near cloud base. For the cloud-topped boundary layer a general convective scaling is not available because the buoyancy flux is not a simple universal function of height as in the clear convective boundary layer (CBL). Therefore the results that are presented will not be normalized as is typically done in the CBL.

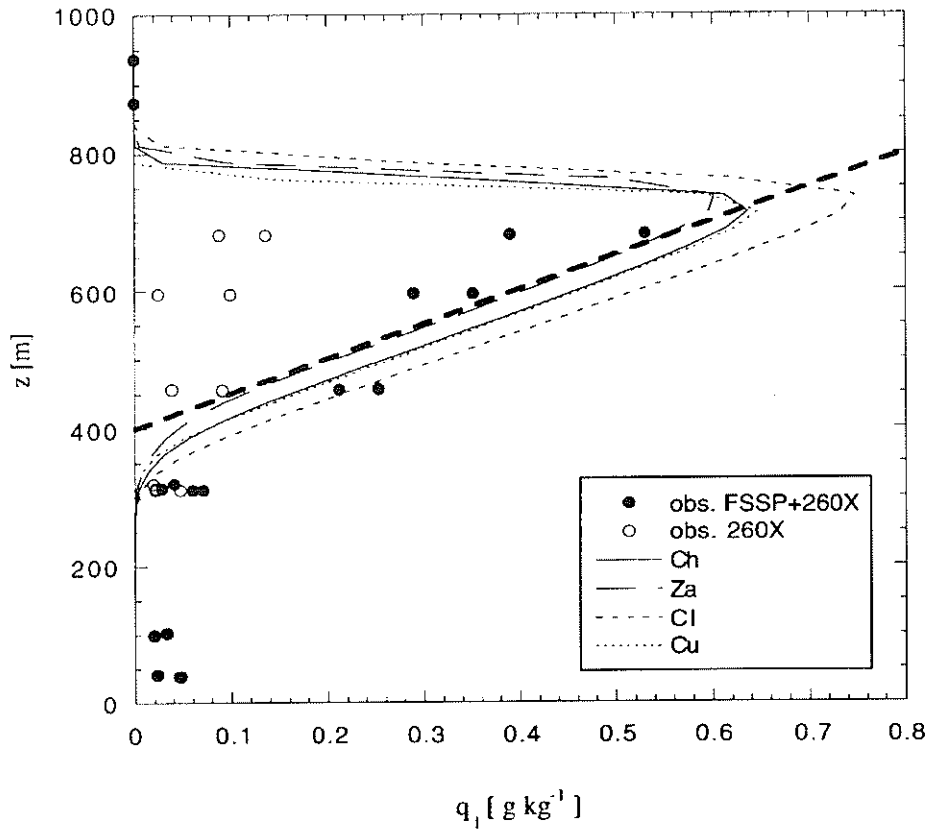


Figure 4. The liquid water content observed from FSSP and 260X probes during horizontal aircraft legs, and LES values (Ch = Chlond, Za = Zanten, Cl = Clark, Cu = Cuxart) averaged over the third hour of the simulation, as a function of height ( $z$ ). Also shown is the adiabatic liquid water content as a thick dashed line.

The balance between the production and destruction of turbulent kinetic energy ( $E$ ) as a function of height under horizontally homogeneous conditions can be expressed as:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \underbrace{\frac{g}{T_0} \overline{w'\theta'_v}}_B - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left[ \overline{w'E'} + \frac{\overline{w'p'}}{\rho} \right]}_T \underbrace{\left[ -\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial z} \right]}_S - \underbrace{\epsilon}_D \quad (1)$$

where B, T, P, S and D are known as buoyancy, turbulence and pressure transport, shear production and dissipation terms (Nicholls, 1984), respectively. From the data one can calculate B, T, D and S; term P cannot be calculated because pressure fluctuations were not measured accurately enough. Values of the B, T, and S terms

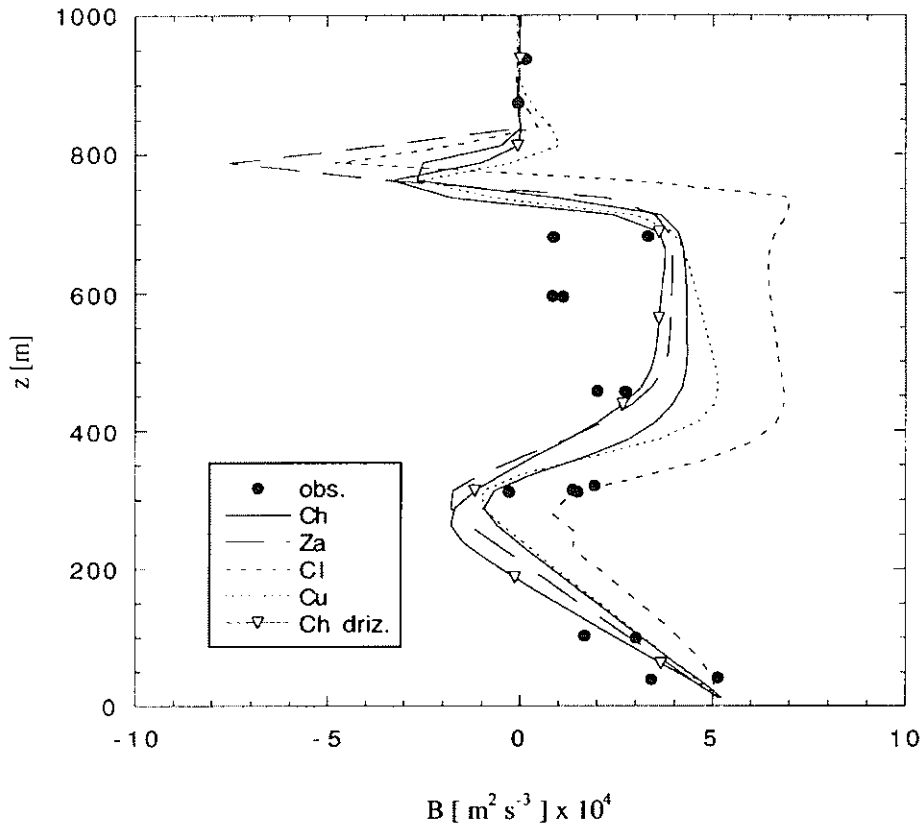


Figure 5. The buoyancy flux observed during horizontal aircraft legs, and LES values (Ch = Chlond, Za = Zanten, Cl = Clark, Cu = Cuxart) averaged over the third hour of the simulation, as a function of height ( $z$ ). The buoyancy flux for the LES with drizzle of Chlond (Ch driz.) is included as well.

can be obtained from correlations and mean values. For the dissipation term we used the power spectra of the vertical velocity in the inertial subrange.

The shear production term can be calculated from the measured wind speeds and turbulent momentum fluxes. However, because typically the flight direction at level  $n$  is opposite to that at level  $n + 1$  the change in flight direction yields a slight difference in horizontal winds, probably due to a slight under- or over-estimation of the aircraft speed. This leads to an unrealistically large shear production. Because of the small variation in wind speed with height we will assume in the following discussion that the shear production is small, as shown in earlier papers (Nicholls, 1984, 1989).

The vertical velocity variance  $\overline{w'^2}$  (Figure 6) is approximately constant throughout the boundary layer and almost zero above the cloud top; the reason is that the vertical motion is damped by the inversion and the stable stratification above. The aforementioned result is similar to the vertical velocity variance profile given by



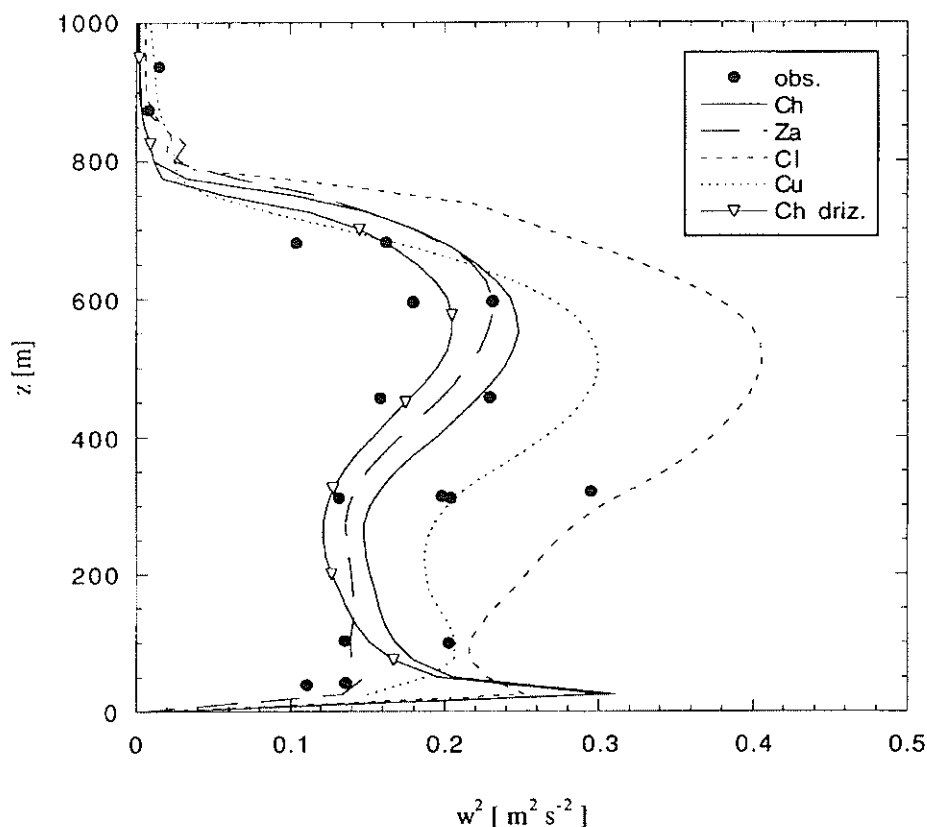


Figure 6. The vertical velocity variance observed during horizontal aircraft legs, and LES values (Ch = Chlond, Za = Zanten, Cl = Clark, Cu = Cuxart) averaged over the third hour of the simulation, as a function of height ( $z$ ). The vertical velocity variance for the LES with drizzle of Chlond (Ch driz.) is included as well.

Nicholls (1989). In our case the surface buoyancy flux (Figure 5) is as large as, or even slightly larger than the in-cloud buoyancy flux. This means that the surface buoyancy flux and in-cloud buoyancy flux are both equally important in driving the convection (turbulence).

On board the Electra a lidar was flown that could be used to measure the cloud top height. The minimum distance between the cloud and the aircraft had to be 700 m. Therefore only the data from the runs high enough above the cloud (R32, R31, R61, R62, R81 and R82) can be used (Table I). The most reliable data are obtained from the nearly cross-wind flights (R32, R61 and R81) because of the north-south sea surface temperature gradient. From these we obtain an average boundary-layer growth rate  $\partial h / \partial t = 0.62 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$ . The subsidence velocity was estimated from the initialized analysis of the ECMWF model and the ASTEX radiosondes, giving a value of about  $w_s = 0.38 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$ . From these results

we can estimate the entrainment velocity:  $w_e = \partial h / \partial t + w_s = 1.0 (\pm 0.6) \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$ . This is in good agreement with the entrainment velocity of  $1.2 (\pm 1.0) \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$  estimated from ozone fluxes near the inversion (Roode and Duynkerke, 1997). In the future it will be necessary to make better observations of subsidence in order to estimate the entrainment velocity more accurately.

In DeLaat and Duynkerke (1998) the mass-flux approach is applied to the data obtained during three flights of the NCAR Electra during the first Lagrangian of ASTEX. Here we will use their results for flight RF06. In a mass-flux approach the boundary layer is divided into 'updrafts' and 'downdrafts'. This can be done in several ways: e.g., by the sign of the vertical velocity, by a vertical velocity threshold (with a combination of a threshold for the updraft and downdraft size) or by using moisture (see Randall et al., 1992 for a summary). In DeLaat and Duynkerke (1998) the sign of the vertical velocity was chosen as the definition for updrafts and downdrafts. This means that the small-scale turbulence (down to 5 m) is also included in the data analysis.

In a mass-flux approach the average values of quantities like temperature and moisture are calculated for both updrafts and downdrafts. The average values for the entire layer are written as (Randall et al., 1992):

$$\bar{\psi} = \sigma \psi_u + (1 - \sigma) \psi_d \quad (2)$$

in which  $\psi_{u,d}$  are the average values of a quantity  $\psi$  for the updraft and downdraft respectively and  $\sigma$  is the updraft fractional area. The fluxes of a quantity  $\psi$  can be written as (Randall et al., 1992):

$$F_{\psi m} = M_c (\psi_u - \psi_d) \approx C (\rho_0 \overline{w' \psi'}) \quad (3)$$

with  $\rho_0$  the air density,  $C$  the ratio of the flux from the mass-flux approach and the real (measured) flux,  $F_{\psi m}$  the flux of the scalar  $\psi$  in the mass-flux approach, and  $M_c$  the mass flux defined as:

$$M_c \equiv \rho_0 \sigma (w_u - \bar{w}) = \rho_0 \sigma (1 - \sigma) (w_u - w_d). \quad (4)$$

Equation (3) is an important result of this approach; the fluxes of a certain scalar are proportional to the difference between the average values of the scalar for the updraft and the downdraft. The observed values for the updraft fractional area and mass flux are shown in Figures 7 and 8, respectively. The updraft fractional area of about 50% indicates a nearly symmetric probability density function for the vertical velocity.

### 3.3. CLOUD MICROPHYSICS

The concentration of droplets ( $N$ ) can be calculated from  $N = \int_{r_1}^{r_2} n(r) \, dr$ , in which  $n(r)$  is the number density of drops, and  $r_1$  and  $r_2$  are the upper and lower

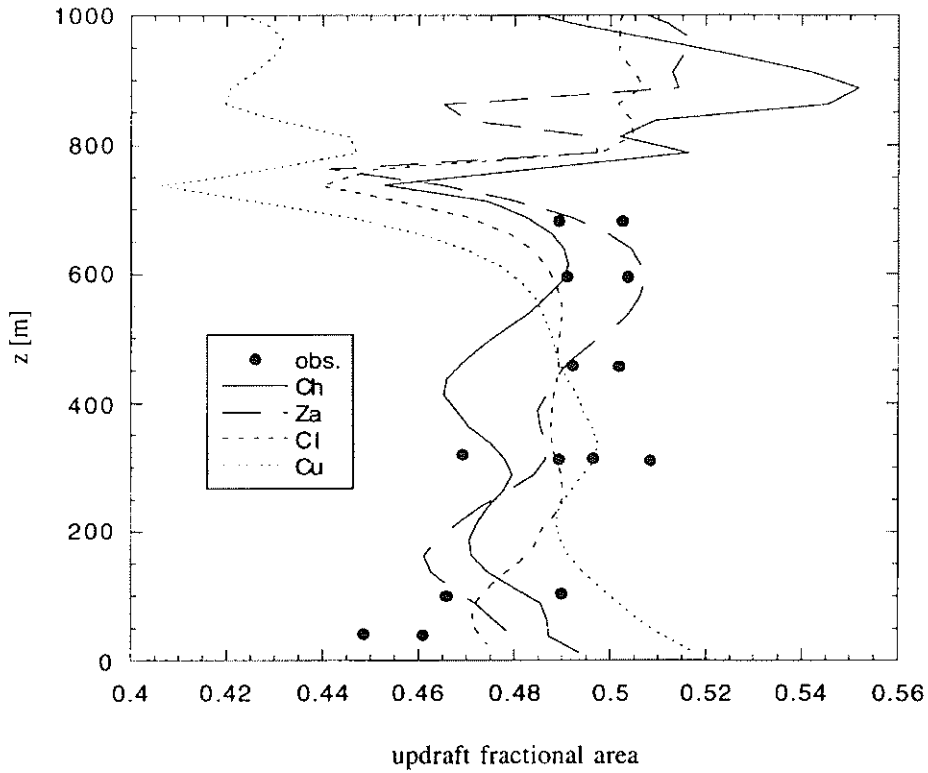


Figure 7. The updraft fractional area observed during horizontal aircraft legs, and LES values (Ch = Chlond, Za = Zanten, Cl = Clark, Cu = Cuxart) averaged over the third hour of the simulation, as a function of height ( $z$ ).

boundaries of the radius interval over which the droplets are measured ( $3 \leq d \leq 66 \mu\text{m}$  for the FSSP data and for 260X we used  $65 \leq d \leq 625 \mu\text{m}$  in order to have no overlap with FSSP interval). The last interval of the FSSP and the first interval of the 260X are centred at  $64.25$  and  $70 \mu\text{m}$ , respectively. From the observations (Figure 9a) we find that inside the cloud the total concentration of drops ( $N$ ) is reasonably constant with height. The increase of  $q_l$  with height (Figure 4) is thus accounted for by an increase in the mean volume of the drops rather than by an increase in concentration. The drop contribution (about  $120 \text{ cm}^{-3}$ ) is determined almost entirely by the smaller size drops (FSSP) and there are only about 50 large size ( $65 \leq d \leq 625 \mu\text{m}$ ) drops per  $\text{dm}^3$  (Figure 9a). About 20% of the liquid water content in the cloud layer is due to the larger droplets (260X probe) as shown in Figure 4. Below cloud base almost all liquid water is due to the larger droplets.

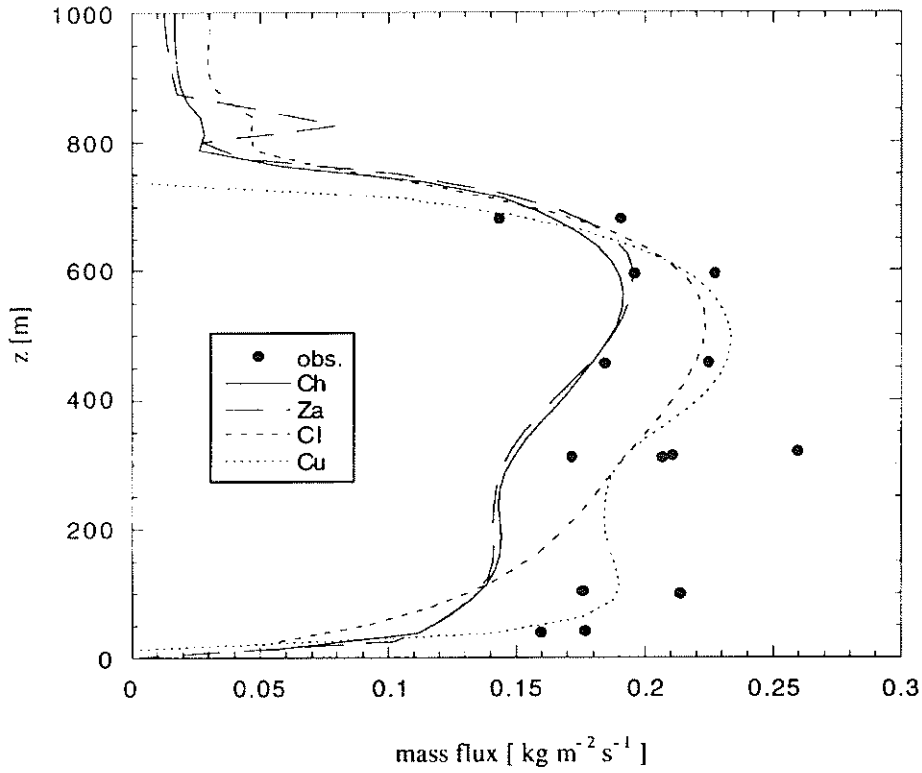


Figure 8. The mass flux observed during horizontal aircraft legs, and LES values (Ch = Chlond, Za = Zanten, Cl = Clark, Cu = Cuxart) averaged over the third hour of the simulation, as a function of height ( $z$ ).

In order to evaluate the rainfall rate term ( $\widetilde{w_T q_l}$ ) we calculated mean drop size spectra for each horizontal run and evaluated the rainfall rate from:

$$\widetilde{w_T q_l} = \frac{\rho_w}{\rho_0} \int_0^\infty \frac{4\pi}{3} w_T(r) n(r) r^3 dr \quad (5)$$

where the droplet terminal velocity  $w_T$  is given by (Rogers, 1979):

$$w_T(r) = \begin{cases} 1.19 \times 10^8 r^2 \text{ m s}^{-1} & \text{for } r < 40 \times 10^{-6} \text{ m} \\ 8 \times 10^3 r \text{ m s}^{-1} & \text{for } r \geq 40 \times 10^{-6} \text{ m} \end{cases} \quad (6)$$

where  $\rho_w$  is the density of liquid water ( $1000 \text{ kg m}^{-3}$ ),  $\rho_0$  is the air density,  $n(r)$  is the number density of drops and  $r$  is the radius.

In Figure 9b the number density concentration  $\int_{\Delta r} n(r) dr$  ( $\Delta r = 4 \mu\text{m}$  for FSSP and  $\Delta r = 20 \mu\text{m}$  for 260X) is shown for run R73 in the cloud and run R72 below cloud base (Figure 1). From this figure we can see that in the cloud the number

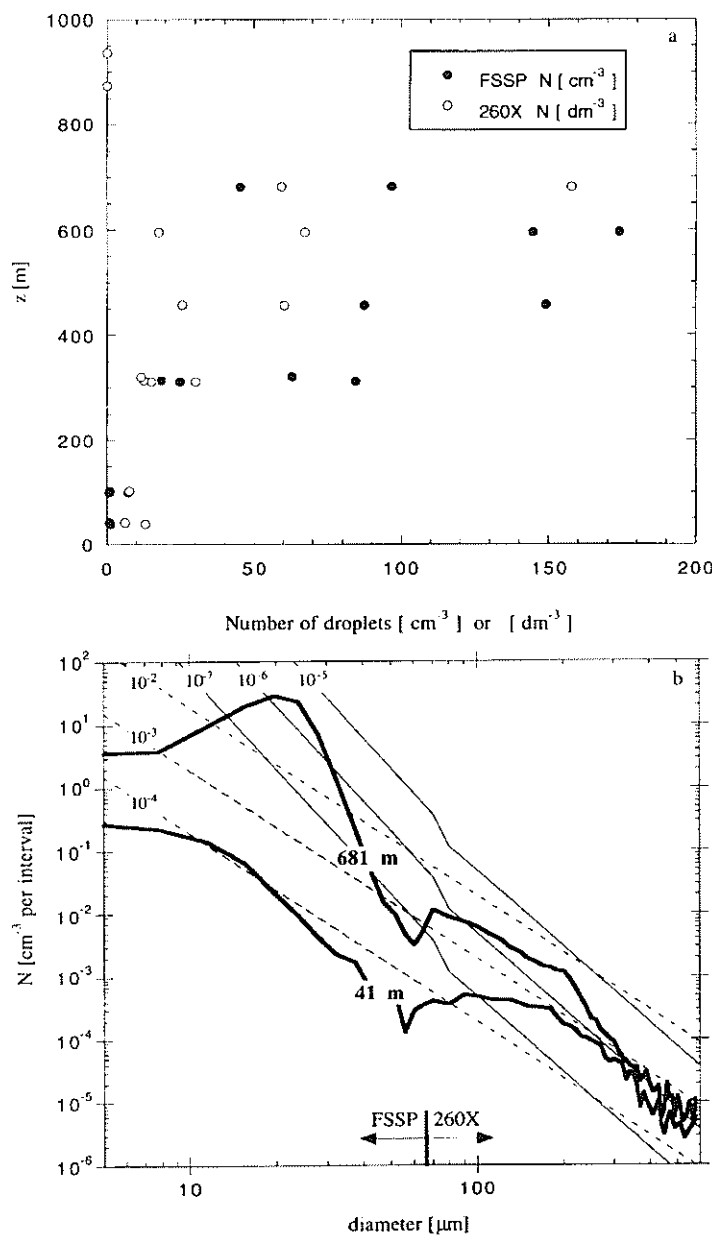


Figure 9. (a) Variation in droplet concentration with height for small (FSSP probe) and large (260X probe) droplets. (b) Mean droplet spectra at two heights from FSSP and 260X probes obtained during runs R72 (41 m) and R73 (681 m). The last interval of the FSSP and the first interval of the 260X are centred at 64.25 and 70  $\mu\text{m}$ , respectively. Also plotted are isolines of liquid water content in  $\text{g kg}^{-1}$  per interval (dashed lines) and rainfall rate in  $\text{m s}^{-1}$  per interval (thin full lines). Note that the isolines of rainfall rate have a kink at a diameter of 80  $\mu\text{m}$  according to (6).

density concentration is at its maximum at a radius of about  $10\ \mu\text{m}$ . The dip in the droplet spectra at about  $30\ \mu\text{m}$  radius is due to the measurement error of the FSSP and 260X probes in their upper and lower size range, respectively.

Figure 9b also shows the relative contribution made by each radius interval to the total liquid water content and the rainfall rate. In this figure the isolines of liquid water content ( $q_l$ ) are proportional to  $r^{-3}$ , and the isolines of rainfall rate ( $\widehat{w_T q_l}$ ) are proportional to  $r^{-5}$  and  $r^{-6}$  for droplet radii, which are smaller and larger than  $40\ \mu\text{m}$ , respectively (see Equation (6)). This figure shows that droplets smaller than about  $15\ \mu\text{m}$  contribute most to the liquid water content. The rainfall rate in the whole boundary layer (Figure 12 to be discussed later) is mainly due to the larger drops.

#### 4. Model Simulations

The primary objective of EUCREM is to develop parametrization schemes for cloud processes within the GCMs being used. The improvement of the parametrization schemes will be quantified by comparing single-column models against cloud-resolving models. The goal is to study the turbulence and microphysical properties of a stratocumulus layer given the initial and boundary conditions. Two simulations are performed, one in which the terminal fall-velocity of droplets is set to zero and another simulation including drizzle. Both LES and the SCM had to use the same initial conditions and vertical resolution ( $25\ \text{m}$ ). The  $25\text{-m}$  vertical resolution in the SCM was used to minimise numerical errors in the simulations. The SCM versions of the ECMWF and Hadley Centre GCM were run only with the operational vertical resolutions (ECMWF had levels at about  $30, 150, 360, 640$  and  $990\ \text{m}$ ) because the physical parametrizations had been tuned to these resolutions. A summary of the LES and SCM results is given in Sections 4.2 and 4.3, respectively. The complete data set can be found on the World Wide Web (see earlier footnote).

##### 4.1. MODEL INITIALIZATION AND FORCING

The initial and boundary conditions are based on the observations described in the preceding sections. The geostrophic wind is set to  $(u_g, v_g) = (-3, -10)\ \text{m s}^{-1}$ . Initial profiles for horizontal wind components, liquid water potential temperature ( $\theta_l$ ) and total water content ( $q_t$ ) are:

$$\begin{aligned}
0 < z \leq 662.5 \text{ m} \quad & (u, v) = (-1.7, -10.0) & (\text{m s}^{-1}) \\
& \theta_l = 288.0 & (\text{K}) \\
& q_l = 10.7 & (\text{g kg}^{-1}) \\
662.5 < z \leq 712.5 \text{ m} \quad & u = -1.7 - 0.026(z - 662.5) & (\text{m s}^{-1}) \\
& v = -10.0 & (\text{m s}^{-1}) \\
& \theta_l = 288.0 + 0.11(z - 662.5) & (\text{K}) \\
& q_l = 10.7 - 0.032(z - 662.5) & (\text{g kg}^{-1}) \\
712.5 < z < 1500 \text{ m} \quad & (u, v) = (-3, -10) & (\text{m s}^{-1}) \\
& \theta_l = 293.5 + 6 \times 10^{-3}(z - 712.5) & (\text{K}) \\
& q_l = 9.1 - 2.4 \times 10^{-3}(z - 712.5) & (\text{g kg}^{-1}).
\end{aligned} \tag{7}$$

The profiles between the base (662.5 m) and the top of the inversion (712.5 m) are linear interpolations between the boundary-layer values and free tropospheric values at 712.5 m. The jumps at the inversion are thus  $\Delta\theta_l = 5.5 \text{ K}$  and  $\Delta q_l = -1.6 \text{ g kg}^{-1}$  ( $\Delta\theta_e = 1.5 \text{ K}$ ). The initial profiles for  $\theta_l$ ,  $q_l$ ,  $u$  and  $v$  are shown in Figure 3 together with the observations. The initial total water content in the boundary layer has been increased compared to the observations in order to obtain the correct height of the cloud base.

The surface fluxes are prescribed as:

$$\begin{aligned}
\overline{uw} &= -\frac{u}{(u^2 + v^2)^{1/2}} u_*^2 \\
\overline{vw} &= -\frac{v}{(u^2 + v^2)^{1/2}} u_*^2 \\
\overline{w\theta} &= \overline{w\theta_l} = 0.013 \text{ K m s}^{-1} \\
\overline{wq_l} &= 1.8 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1} \text{ kg kg}^{-1}
\end{aligned} \tag{8}$$

where  $u_* = 0.3 \text{ m s}^{-1}$  and the velocities ( $u$  and  $v$ ) are the values at the lowest grid point level in the model. In the formulation above, the surface fluxes at each grid point are the same.

The net longwave radiation is parametrized as

$$F_L(z) = \Delta F_l \exp[-a \text{LWP}(z, z_t)], \tag{9}$$

where  $\Delta F_l = 74 \text{ W m}^{-2}$  is the longwave cooling at cloud top,  $a = 130 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  a constant and  $z_t$  ( $=1500 \text{ m}$ ) is the top of the model domain.  $\text{LWP}(z_1, z_2)$  is the liquid water path between  $z_1$  and  $z_2$  and is defined as:

$$\text{LWP}(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \rho_0 q_l dz \quad \text{with } \rho_0 = 1.1436 \text{ kg m}^{-3}. \tag{10}$$

The net shortwave radiation is kept at zero.

The divergence is set at  $1.5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  and therefore the mean vertical velocity is prescribed as:  $w_s = -1.5 \times 10^{-5} z$ . The subsidence is taken into account through a large-scale forcing term (source term) in the governing equations (Sommeria, 1976). The initialized analysis of the ECMWF and radiosondes give a divergence of about  $5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ , but in the 1996 intercomparison of working group 1 of the GCSS<sup>1</sup> it was found that the divergence must have been about  $1.5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  in order to get a boundary-layer depth close to the observed value (Duynkerke et al., 2000). The vertical velocities of the ECMWF model are extremely noisy even in these high pressure regions, both in space and time. This means that the subsidence velocity is not very reliable, especially over data-sparse regions such as the oceans. However, on a time scale of three hours the subsidence velocity is not important for the turbulence; it only determines the depth of the boundary layer. Thus for the intercomparison of the turbulence and microphysics the value of the subsidence is not very important. If the subsidence is lowered the cloud top will rise more rapidly and the intercomparison with observations will be more complicated because the modelled cloud will be shifted in the vertical compared to the observations.

The Coriolis parameter is set to  $f = 8.7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  (latitude of about  $36.6^\circ \text{ N}$ ); the surface pressure is 1028.8 hPa. For the LES model periodic boundary conditions were applied. A spatially uncorrelated random perturbation, uniformly distributed between  $-0.1$  and  $0.1 \text{ K}$ , was applied to the initial temperature field at all grid points with  $z < 687.5 \text{ m}$ . An initial value for subgrid TKE of  $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  was specified for  $z < 687.5 \text{ m}$ . The inversion height  $z_i$  is determined by  $q_i = 9.4 \text{ g kg}^{-1}$ , obtained by linear interpolation between adjacent grid levels of total water content. The grid size is 50 m in the horizontal directions ( $x$  and  $y$ ) and 25 m in the vertical ( $z$ ), covering a domain of 3.2 km in  $x$  and  $y$  and 1.5 km in  $z$ .

## 4.2. LES RESULTS

Four LES models were used for the intercomparison. The results are summarized in Tables II and III. Addresses of the participants and references to the model descriptions are given in Appendix A. All four LES models have different roots and as such have very different numerical schemes. Three of the LES models have a TKE equation as a subgrid scale model and one model uses a Smagorinsky (1963)–Lilly (1967) (SL) closure. In the SL model it is assumed that the shear and buoyancy production in the subgrid TKE balance are locally balanced by dissipation. The resulting eddy viscosity depends on the local shear and temperature gradients. For the subgrid condensation scheme three models use an ‘all-or-nothing’ (AN) scheme and one model uses a scheme developed by Sommeria and Deardorff (1977) (SD). The AN scheme assumes that within each grid box the air is either entirely unsaturated or saturated. The SD scheme allows for partial cloudiness, depending on the SGS variances of the thermodynamic variables.

<sup>1</sup> <http://www.phys.uu.nl/~wwwimau/ASTEX/astexcomp.html>



TABLE II

The scientists, model groups, model dimension (d), subgrid scale (SGS) turbulence and condensation schemes. The abbreviations of the model groups are explained in Appendix A. TKE: turbulent kinetic energy, S-L: Smagorinsky-Lilly, AN: “all-or-nothing”, SD: Sommeria and Deardorff (1977).

Scientist	Model group	d	SGS turbulence	SGS condensation
Chlond	MPI	3	TKE	SD
Zanten	IMAU	3	TKE	AN
Clark	UMIST	3	S-L	AN
Cuxart/S.	INM	3	TKE	AN
Cuxart/S.	INM	1	1.5 order	AN/SD
Lenderink	KNMI	1	1.5 order	RH
Martin	Hadley C.	1	Smith (1994)	Smith (1990)
Teixeira	ECMWF	1	K-closure	Tiedtke (1993)

TABLE III

The average properties during the third hour of the simulation: entrainment velocity ( $w_e$ ), convective velocity scale ( $w_*$ ), Richardson number ( $Ri_{w*}$ ) and at the third hour: inversion height ( $z_i$ ) and liquid water path (LWP). Simulations on the same domain but with a high vertical (10 m) resolution (h.v.r.) and a higher resolution ( $25 \times 25 \times 10 \text{ m}^3$ ) in all directions (h.r.) are included as well. Two SCMs were run at the operational vertical resolution which is a coarser vertical resolution (c.v.r.) than prescribed.

	$w_e$ ( $\text{cm s}^{-1}$ )	$w_*$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$Ri_{w*}$	$(w_e/w_*)$ $\times 100$	$A$	$z_i$ (m)	LWP ( $\text{g m}^{-2}$ )
Chlond	1.95	0.790	184	2.47	4.54	776	159
Zanten	2.02	0.697	238	2.89	6.88	803	139
Zanten h.v.r.	1.95	0.742	205	2.63	5.41	794	160
Zanten h.r.	2.02	0.831	158	2.43	3.84	785	171
Clark	1.95	0.882	139	2.21	3.08	805	180
Cuxart/S.	1.79	0.808	216	2.22	4.80	779	158
Cuxart/S.	1.08	0.975	137	1.11	1.51	720	191
Lenderink	1.72	0.637	271	2.70	7.31	765	198
Martin c.v.r.	—	—	—	—	—	697	214
Teixeira c.v.r.	—	—	—	—	—	772	233

The vertical profile of the liquid water content, averaged over the third hour of the simulation, is shown in Figure 4. For comparison the adiabatic liquid water content is shown as well. It is clear that the LES models all predict an adiabatic liquid water content in the bulk of the boundary layer. The observations indicate an LWC lower than the adiabatic values. This might be due to instrumental problems (Bower and Choularton, 1992; Gerber, 1996) that systematically tend to underestimate the LWC, or to the presence of drizzle when the observations were being made. The latter will reduce the LWC below its adiabatic value, a topic that will be discussed briefly below.

The turbulence simulated within the stratocumulus-topped boundary layer is driven both by longwave radiative cooling at cloud top and a surface buoyancy flux. The jump in the net longwave flux at cloud top is  $74 \text{ W m}^{-2}$  for all models, as prescribed. Due to the coarse vertical resolution (25 m), typically 40% of the  $74 \text{ W m}^{-2}$  cooling takes place over one grid point. This means that the buoyancy flux is not very well resolved near cloud top (Figure 5).

Vertical profiles of the total (resolved plus subgrid) buoyancy flux, averaged over the third hour of the simulation, are shown in Figure 5. Three of the LES models (Ch, Za and Cu) yield very similar buoyancy profiles that are in reasonable agreement with the observations. These LES models all show a slightly negative buoyancy flux near cloud base, indicating a tendency towards a fairly stable stratification near cloud base (tendency towards decoupling). One of the LES models (Cl) gives a somewhat larger buoyancy flux throughout the boundary layer. Thus the LES models over-predict the buoyancy production compared with the observations. The fairly stable layer near cloud base creates a small local minimum in the vertical velocity variance (Figure 6) near cloud base. These three LES models give vertical velocity variance profiles that are in reasonable agreement with the observations. The LES model Cl gives vertical velocity variances that are too large compared with the observations.

For the cloud-topped boundary layer a generalized convective velocity scale is typically used which, instead of depending only on the surface buoyancy flux, depends on the buoyancy flux integrated over the whole boundary-layer depth:

$$w_*^3 = 2.5 \int_0^h (g/\theta_0) \overline{w'\theta'_v} dz. \quad (11)$$

The constant 2.5 is fixed by the fact that for the dry convective boundary layer (CBL) Equation (11) reduces to its basic definition in the CBL, given a typical entrainment flux at the boundary-layer height ( $h$ )  $(\overline{w'\theta'_v})_h = -A(\overline{w'\theta'_v})_s$ , with  $A = 0.2$ . Sometimes is assumed that the entrainment velocity scales with  $w_*$  and  $h$  as (Deardorff, 1976):

$$w_e/w_* = A \text{Ri}_{w_*}^{-1} \quad \text{with} \quad \text{Ri}_{w_*} = \frac{(g/\theta_0)\Delta\theta_v h}{w_*^2} \quad (12)$$

where  $\Delta\theta_v$  stands for the virtual potential temperature jump over the inversion. The values for  $A$  obtained from the LES simulations are given in Table III. It is clear that a typical value for  $A$  in stratocumulus is at least one order of magnitude larger than a typical value of  $A$  for the CBL. Therefore the scaling relationship (11) does not hold for a stratocumulus-topped boundary layer. The different scaling laws of the entrainment velocity have been discussed recently in papers by Lock and MacVean (1999) and vanZanten et al. (1999). In vanZanten et al. (1999) three closures for the entrainment flux are evaluated for different types of convective boundary layer; CBL, smoke and stratocumulus. The general conclusion is that the convective scaling (11) is not a very good parametrization and that process partitioning (Stage and Businger, 1981) is much superior.

In this paper we will discuss only two quantities for the mass-flux approach (last part of Section 3): the updraft fractional area ( $\sigma$ ) and the mass-flux ( $M_c$ ). Both observations and LES results yield an updraft fractional area close to 0.5 throughout the boundary layer (Figure 7). This means that the vertical velocity distribution is hardly skewed (DeLaat and Duynkerke, 1998). The simulated mass flux is in reasonable agreement with the observations (Figure 8) made at various levels in the boundary layer. It is important to note that the mass flux in stratocumulus-topped boundary layers (about  $0.2 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) is an order of magnitude larger than for deep convection (about  $0.01 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). For all LES models the ratio of the flux in the mass-flux approach and the total flux (3) is about 0.6, as was found from the observations.

In Figures 10 and 11 the (co)spectra of the vertical velocity and total water flux at a height of 600 m and  $z_m$  are plotted. The height  $z_m$  is defined as the height where the buoyancy flux at the inversion attains its minimum value (see Table IV). The vertical velocity spectra in the middle of the cloud layer indicate that the most energetic eddies have a the same horizontal scale as the depth of the boundary layer. The corresponding cospectra of the total water flux show that most of the flux is transported by eddies which are the size of the horizontal domain. This is the result of mesoscale structures which develop in these stratocumulus-topped boundary layers, a topic which is discussed in detail by Jonker et al. (1999). The mesoscale structures contain energy at the large scales (larger than the boundary-layer depth) and are present in the energy spectra of all variables ( $u$ ,  $v$ ,  $\theta_l$ ,  $q_l$ ,  $q_l$ , etc.), except for the vertical velocity ( $w$ ). These mesoscale structures are easily generated in LES (Jonker et al., 1999) and the largest size of these mesoscale structures typically increases with time. For the chosen domain ( $3.2 \times 3.2 \text{ km}^2$ ) the largest scales at 3 h are about the size of the domain. We performed simulations on a  $6.4 \times 6.4 \text{ km}^2$  and  $12.8 \times 12.8 \text{ km}^2$  horizontal domain and found that the results are quite robust; changes in fluxes and variance are less than 10% and 20% respectively.

The (co)spectra at the inversion are given in Figure 11. Figure 11a shows that eddies contributing most to the vertical velocity variance at the inversion have a horizontal size of about half the boundary-layer depth (about 300 m). The cospectra of the total water flux (Figure 11b) indicate that even at the inversion the vertical

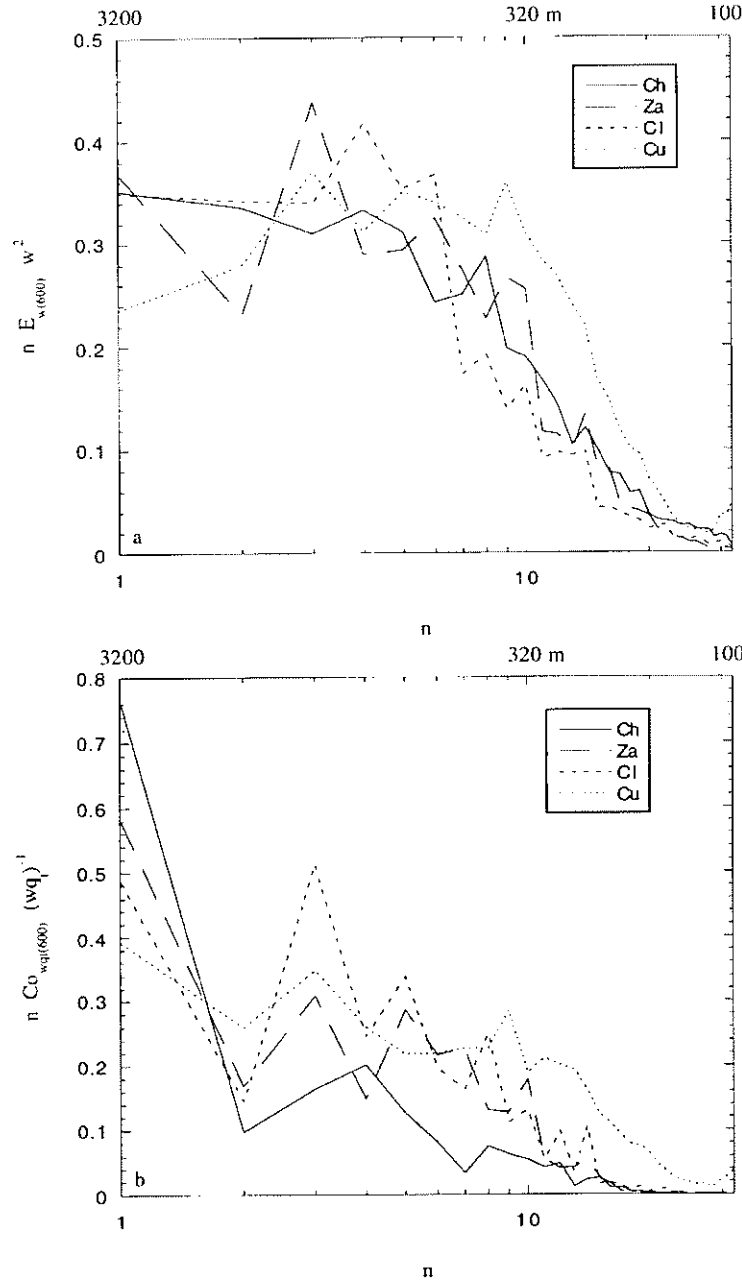


Figure 10. The normalized one-dimensional LES spectra (Ch = Chlond, Za = Zanten, Cl = Clark, Cu = Cuxart); (a)  $n E_w w^{-2}$  and (b)  $n Co_{wqt} (wqt)^{-1}$  as a function of the Fourier component  $n$  ( $n = 1$  is the horizontal domain size 3200 m, see scale at top of figure) at a height of 600 m at the third hour of the simulation.

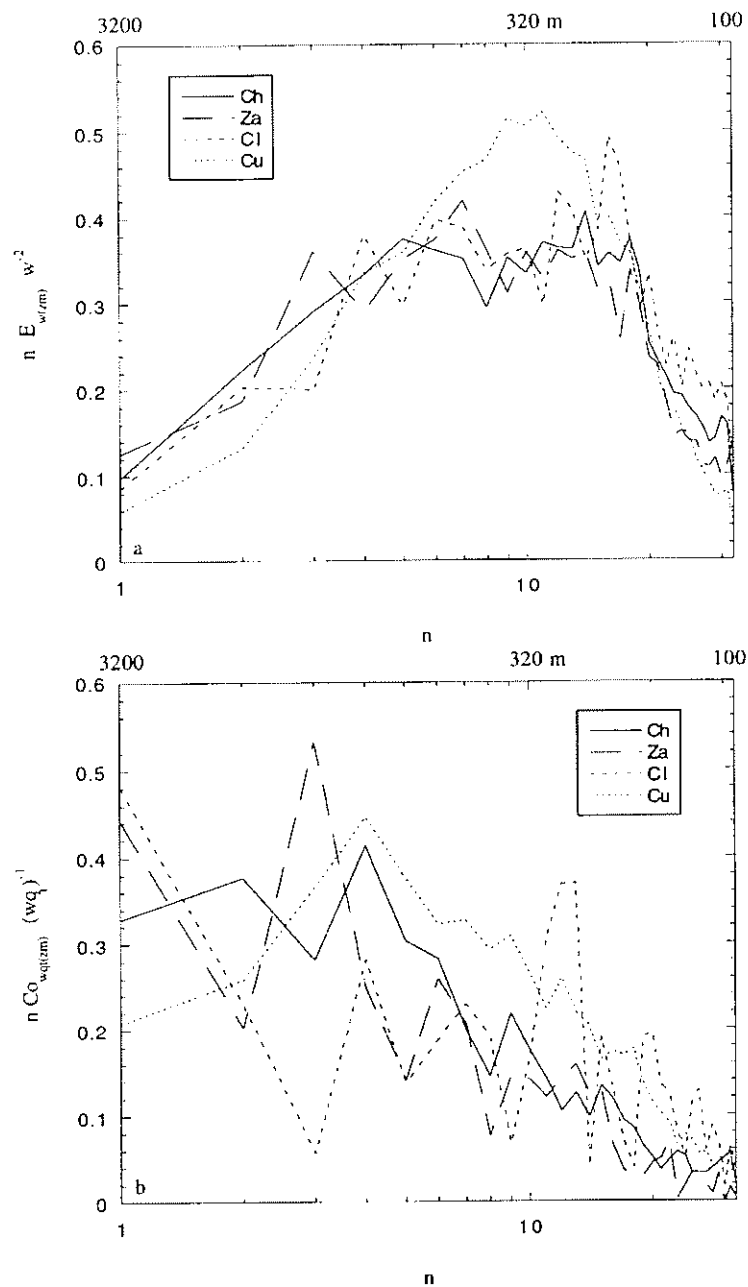


Figure 11. The normalized one-dimensional LES spectra (Ch = Chlond, Za = Zanten, Cl = Clark, Cu = Cuxart); (a)  $n E_{w/m} w^{-2}$  and (b)  $n Co_{wqt} (wqt)^{-1}$  as a function of the Fourier component  $n$  ( $n = 1$  is the horizontal domain size 3200 m, see scale at top of figure) at height  $z_m$  (see Table IV) at the third hour of the simulation.

TABLE IV

The correlation coefficient ( $r$ ) between vertical velocity ( $w$ ) and total water content ( $q_t$ ) at a height of 100 m, 600 m and  $z_m$  (the height where the buoyancy flux attains a minimum value at the inversion) calculated from the 1-dimensional spectral data of the resolved LES fields.

	$r(wq_t)$ 100 m	$r(wq_t)$ 600 m	$r(wq_t)$ $z_m$	$z_m$ m	$w^2(z_m)$	$q_t^2(z_m)$ $\times 10^8$	$wq_t(z_m)$ $\times 10^4$
Chlond	0.59	0.62	0.30	775	0.045	10.4	0.20
Zanten	0.47	0.66	0.41	800	0.084	6.92	0.32
Clark	0.56	0.50	0.15	813	0.020	14.5	0.08
Cuxart	0.59	0.55	0.34	800	0.016	5.57	0.10

flux is transported mainly by eddies which have a horizontal scale of roughly the depth of the boundary layer. Further research is needed in order to explain which scale of the eddies is responsible for most of the entrainment.

With their LES models, Ch and Za also simulated the drizzle case. The observed rainfall rate in the whole boundary layer (Figure 12) is due mainly to the larger drops. This is in contrast with the observations of the flight just before RF06 (Duynerke et al., 1995) where the rainfall rate in the cloud layer is about equally due to the small and large droplets. It is clear that the modelled drizzle fluxes (Figure 12) are an order of magnitude smaller than observed. Probably this is due to the fact that drizzle is an intermittent process, both in space and time. For instance, the drizzle fluxes observed on the flight just before RF06 are of the same magnitude (Duynerke et al., 1995) as the modelled values presented in this study. These results indicate that predicting drizzle fluxes in these types of boundary layers is still a poorly understood topic. The LES simulations with drizzle indicate that the magnitudes of the modelled drizzle fluxes have only a slight influence on the buoyancy flux (about 10%; Figure 5), vertical velocity variance (about 20%; Figure 6) and entrainment velocity (about 10%). The drizzle reduces the liquid water content in the cloud but the liquid water profile remains close to adiabatic.

4.3. SCM RESULTS

Four SCMs were used (Table III) in the intercomparison, two of which were run at 25 m vertical resolution (Cu and Le), whereas the SCMs of the Hadley Centre and ECMWF were run at the operational vertical resolution. For convenience the SCM results will only be compared with the LES results of vanZanten (Za).

Except for the model simulation by Lenderink (Le), all SCMs predict a solid stratocumulus layer (Figure 13), with roughly the correct liquid water content (Figure 14). The buoyancy fluxes simulated (Figure 15) with the SCMs show (very) little resemblance to the LES models and observations. It can be argued that this

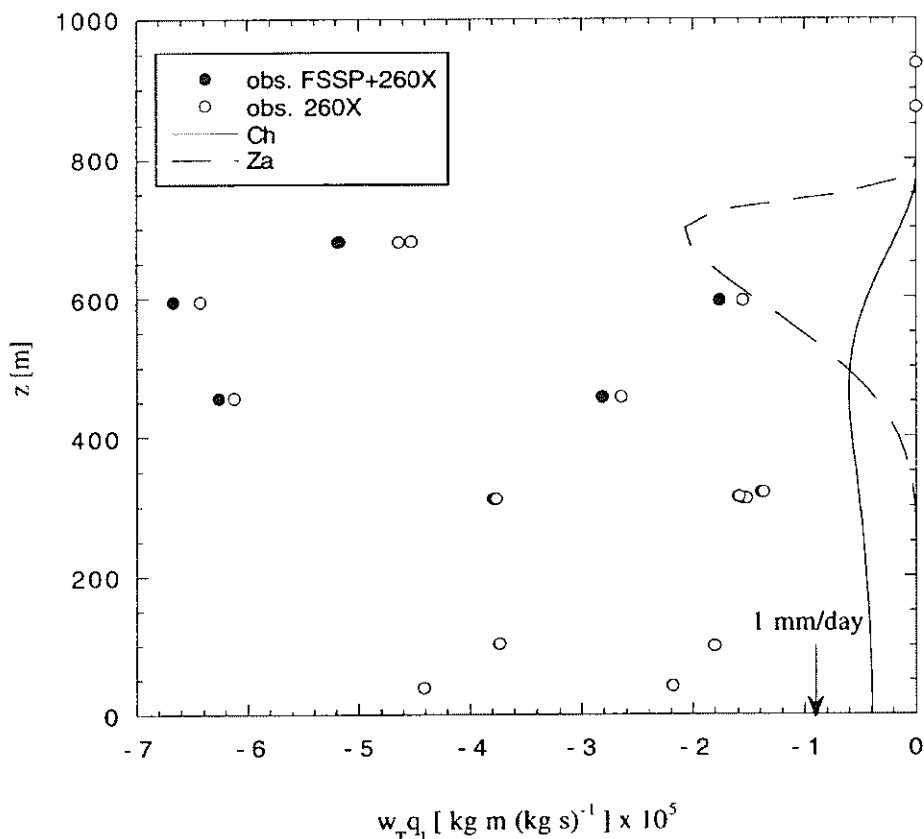


Figure 12. The variation of drizzle rate with height for all droplets (FSSP + 260X probe) and large droplets (260X probe) observed during horizontal aircraft legs, and LES values (Ch = Chlond, Za = Zanten) averaged over the third hour of the simulation, as a function of height ( $z$ ).

is not an important predictive variable in an SCM/GCM. However, this flux is closely related to the fluxes of conserved thermodynamical variables and as such is a sensitive indicator of the quality of the vertical fluxes. Moreover, the buoyancy flux is a measure of the most important production process of TKE in this type of boundary layer, and as such should be represented reasonably well.

In Lenderink and Holtslag (1998) an extensive sensitivity study of the KNMI SCM based on the EUCREM case is reported. The authors conclude that, in particular, the buoyancy flux, but also the entrainment rate, are highly sensitive to the space and time discretization. Reasonable results with an E-1 turbulence closure model are obtained provided that the numerical errors relating to both time and space discretization are small. In practice, this means a vertical resolution in the order of tens of metres and a time step in the order of seconds. (For example, the peak in the buoyancy forcing of the results in this study is related to the process-splitting

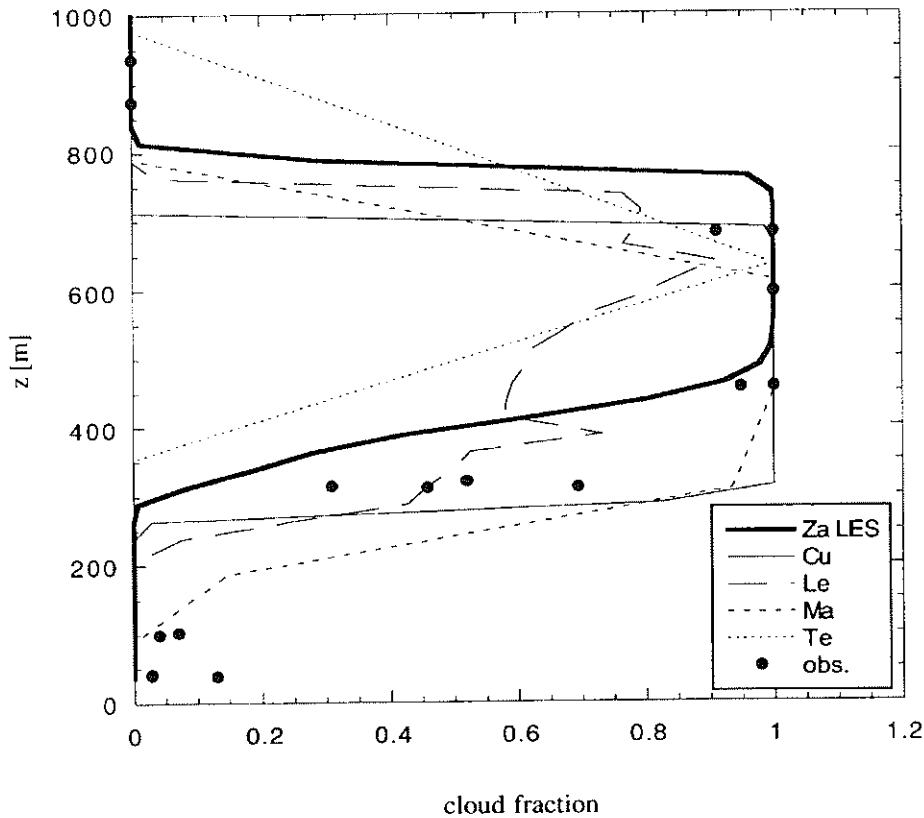


Figure 13. The observed and simulated cloud fraction (Za LES = Zanten, Cu = Cuxart, Le = Lenderink, Ma = Martin, Te = Teixeira) averaged over the third hour, as a function of height ( $z$ ).

and time-integration scheme, which gives rise to large errors near the cloud top.) It is furthermore shown that the numerical space discretization of the cloud tends to generate an entrainment rate that balances the large-scale subsidence – this occurs irrespective of the entrainment physics contained in the turbulence scheme.

The final profiles presented are those of the total water content and the total water flux (Figure 16). Without drizzle the temporal change of total water content is given by the negative of the vertical gradient of the total water flux. An increase of the flux with height thus implies a decrease of  $q_t$  with time, and vice versa. It was found that all LES models give a decrease in the total water content in the boundary layer with time, especially in the cloud layer (Figure 3b). Figure 16b indicates that some SCMs give a decrease and others an increase in the total water content in the boundary layer with time. The difference is due mainly to the difference in entrainment velocities and the resulting fluxes predicted at the inversion.

In Figure 17 the instantaneous surface precipitation rates, at hours 2 and 3, for three model simulations (Ch LES, and the SCMs of Ma and Te) including drizzle



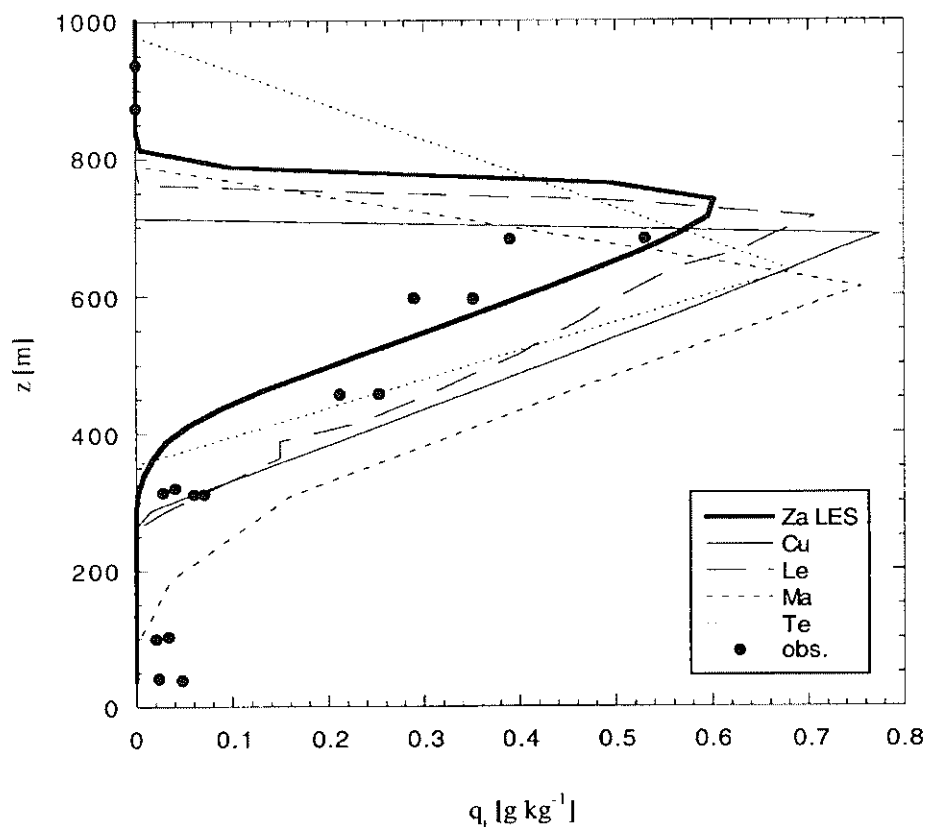


Figure 14. The observed and simulated liquid water content (Za LES = Zanten, Cu = Cuxart, Le = Lenderink, Ma = Martin, Te = Teixeira) averaged over the third hour, as a function of height ( $z$ ). The observed liquid water content is the sum of the values derived from the FSSP and 260X particle probes.

are shown. It can clearly be seen that the surface precipitation of the ECMWF SCM (Te) is much higher than the other two models: almost twice as high as the UKMO SCM (Ma) and almost an order of magnitude higher (at hour 3) than the LES model. These results seem to support the idea that the ECMWF SCM is precipitating too much, although a comparison against observations (with large scatter) seem to show that the ECMWF model is more realistic. Moreover, the drizzle is quite important for the liquid water path (LWP) of the cloud. For example, the LES of Chlond (Ch) gives a reduction of about 30% and the SCMs a reduction of about 55% in the LWP compared to the run without drizzle. It is clear that there is considerable uncertainty in how to parametrize drizzle production in both SCM and LES, whereas the effects of drizzle on cloud life time and evolution are obviously important to the overall simulation of clouds in a GCM.

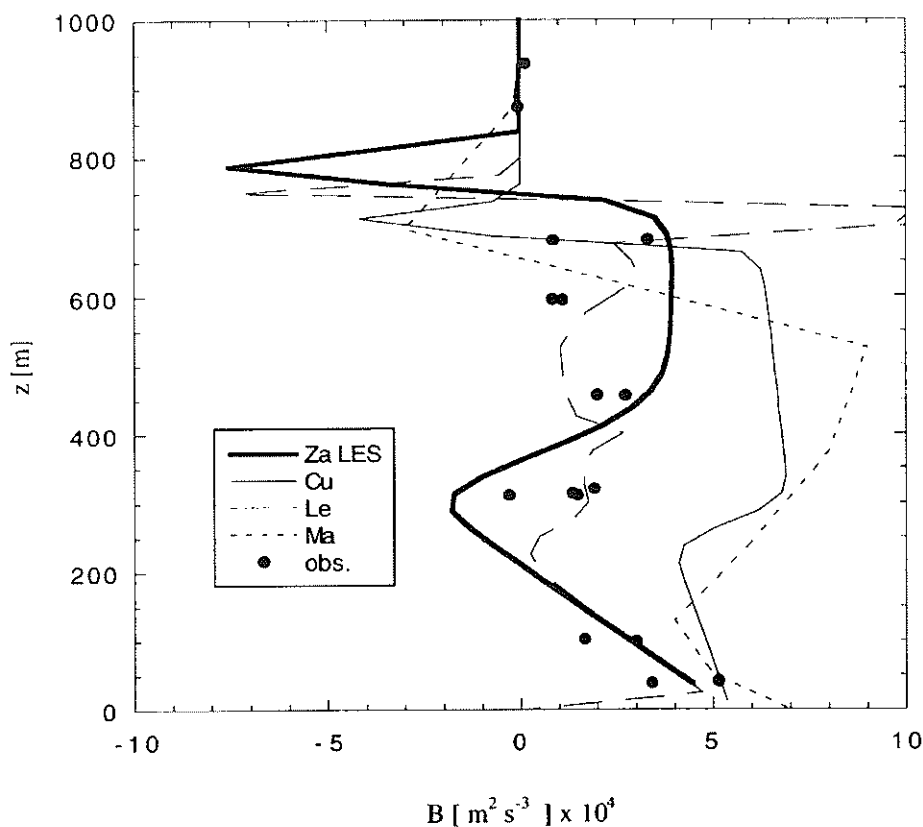


Figure 15. The observed and simulated buoyancy flux (Za LES = Zanten, Cu = Cuxart, Le = Lenderink, Ma = Martin) averaged over the third hour, as a function of height ( $z$ ).

## 5. Discussion and Conclusions

Observations from flight RF06 of the NCAR Electra in a boundary layer with stratocumulus (Roode and Duynkerke, 1997) during the First Lagrangian of ASTEX are used to set up an idealized model intercomparison case. For instance, drizzle was observed but has not been simulated in the basic case. The simulations with drizzle revealed that this process had only a slight influence (about 10%) on the turbulent fluxes in the boundary layer.

The four LES models predict an entrainment velocity of  $1.9 \pm 0.1 \text{ cm s}^{-1}$  compared to an observed value of  $1.2 \pm 1 \text{ cm s}^{-1}$  derived from the observed ozone fluxes. The LES modelled entrainment velocity is therefore rather high compared to the observations. In an LES model part of the entrainment is explicitly resolved and part of it is parametrized (sub-grid model). At the standard simulation ( $50 \times 50 \times 25 \text{ m}^3$ ) of Za, 40% of the total buoyancy flux at the inversion is resolved and the remainder is subgrid. In the other LES models the resolved part is even smaller.

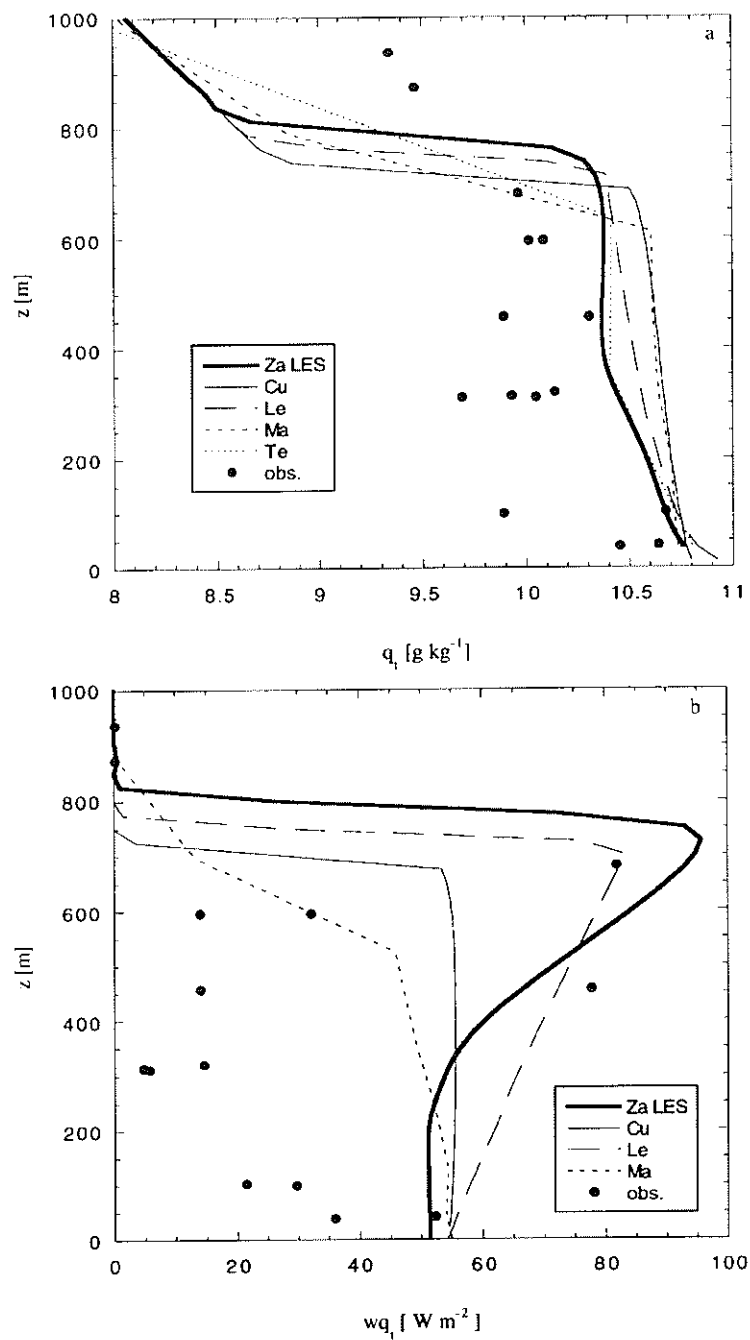


Figure 16. The observed and simulated (a) total water content and (b) total water flux (Za LES = Zanten, Cu = Cuxart, Le = Lenderink, Ma = Martin) averaged over the third hour, as a function of height ( $z$ ).

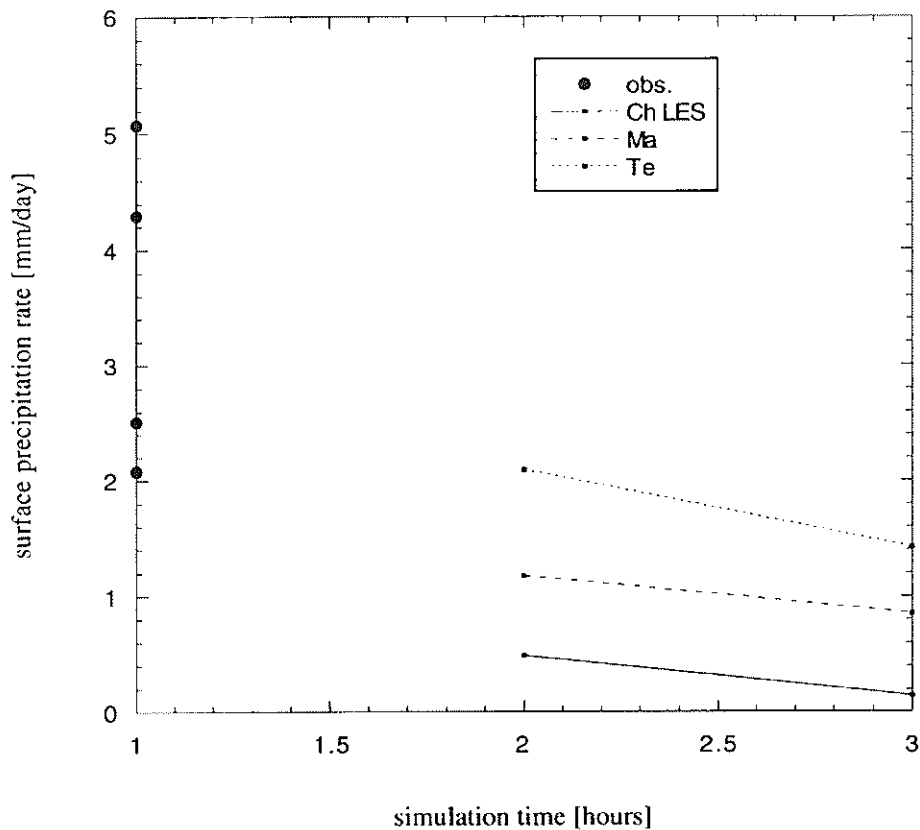


Figure 17. The observed (plotted arbitrarily at hour 1) and simulated (at hour 2 and 3) precipitation rates (Ch LES = Chlond, Ma = Martin, Te = Teixeira). The observed precipitation rates shown are from horizontal aircraft legs below 200 m, in order to be representative for the surface precipitation rate.

At the standard resolution the entrainment process is consequently not very well resolved in an LES. Therefore a vertical-high-resolution run (VHR) with a grid of  $50 \times 50 \times 25 \text{ m}^3$  and a high-resolution run (HR) with a grid  $25 \times 25 \times 10 \text{ m}^3$  were performed as well. From these simulations it was concluded that the results in the bulk of the boundary layer are insensitive to the resolution. A high vertical resolution is useful for the small-scale processes near the inversion. For solving the entrainment processes better, a vertical resolution of about 10 m (and finer) seems to be necessary. This should make it possible to simulate the sharp vertical gradient in the conserved variables, and this should lead to an improvement of the ratio between the resolved and sub-grid buoyancy fluxes at the inversion. The entrainment velocity is rather insensitive (about 3% change) to the grid resolution (Table III), which indicates that the subgrid model does a reasonable job in the standard resolution run.

From the 1996 intercomparison of working group 1 of the GCSS (Duynkerke et al., 2000), based on flight 2 (just before the flight we use here) reported by Roode and Duynkerke (1997), we found an LES-derived entrainment velocity of  $1.3 \text{ cm s}^{-1}$ . The main difference between the case described here and the 1996 intercomparison is that the jump in total water content at the inversion in that case is slightly less negative ( $\Delta q_i = -1.1 \text{ g kg}^{-1}$ ). This indicates that the value of the entrainment velocity is very sensitive (40% change) to the total water jump at the inversion.

All SCMs predict a solid stratocumulus layer with the correct liquid water profile. However, the buoyancy flux profile in these models is very poorly represented. The entrainment velocity of the SCMs would indeed be close to the value observed from the observations. However, the buoyancy flux in the cloud layer of the SCMs does not agree with the observations (Figure 15) and is very sensitive to the entrainment velocity (Duynkerke et al., 1995). The largest error in the observations is probably in the estimated value of the 'observed' subsidence that is needed to infer the observed entrainment velocity. In contrast, the measurement error in the buoyancy flux is rather small. The conclusion therefore is that, because of the good agreement between the observed and the LES modelled in-cloud buoyancy flux, the entrainment velocities calculated by the LES are reliable.

Because extensive marine stratocumulus clouds are a persistent feature (of the eastern parts of the major ocean basins) it is obvious that the inversion height must be almost stationary. This implies a balance between the subsidence and the entrainment velocity:  $\partial h / \partial t = w_e - w_s \cong 0$ . Because typically the subsidence velocity changes almost linearly with height we have in a stationary situation that a reduction in the entrainment velocity will lead to a reduction in the boundary layer depth. From the intercomparison it is concluded that the entrainment velocity in SCMs can be half the value obtained from LES models. In a climate model an error of a factor two is not acceptable because, given the large-scale subsidence, this means that in steady-state the boundary-layer depth can differ by as much as a factor two.

Observations and model simulations (LES and SCM) show that the microphysics does not solely influence the radiation but also has direct dynamical consequences. The inclusion of drizzle can significantly alter the net transfer of water substance and the effect can be comparable to turbulent transport at all levels in and below the cloud layer. Therefore, the effects of drizzle on cloud lifetime and evolution are obviously important to the overall simulation of clouds in a GCM. From the intercomparison it is clear that there is considerable uncertainty about how to parametrize drizzle production in both SCM and LES. This is an area where more observations are needed for evaluating model simulations.

### Acknowledgements

The observational data collected by means of the Electra were provided by Dr. D. H. Lenschow and Ron Ruth of NCAR. We thank NCAR and its sponsor, the National Science Foundation, allowing us to use the observational data. The investigations were supported by the CEC contract ENV4-CT95-0107 EUCREM (European Cloud Resolving Modelling Programme). M. C. vanZanten acknowledges the support received from the National Computing facilities Foundation (NCF) in the form of computer facilities and the Netherlands Geosciences Foundation (GOA) which is financially aided (grant 750.295.03B) by the Netherlands Organization for Scientific Research (NWO).

### Appendix A: List of Participants, Affiliations and Model References

- Chlond, A., Max-Planck-Institute für Meteorologie (MPI), Bundesstraße 55, D 2000 Hamburg, Germany. Model references: Chlond (1992); Chlond (1994); Luepkes et al. (1989); Luepkes (1991).
- vanZanten, M. C., Institute for Marine and Atmospheric Research (IMAU), Utrecht University, Princetonplein 5, 3584 CC Utrecht, The Netherlands. Model references: Cuijpers and Duynkerke (1993); Vreugdenhil and Koren (eds.) (1993); Siebesma and Cuijpers (1995).
- Clark, P., Atmospheric Physics Group, Physics Department, UMIST P.O. Box 88 Manchester M60 1QD, U.K. Model references: Shutts and Gray (1994); MacVean and Mason (1993).
- Cuxart, J. and E. Sanchez, Servicio de Prediccion Numerica, Instituto Nacional de Meteorologia (INM), Apartado 285, 28040 Madrid, Spain. Model references: The Meso-NH Atmospheric Simulation System: Scientific Documentation (1995); Cuxart et al. (1995).
- Martin, G., Hadley Centre, U.K. Meteorological Office, London Road, Bracknell, Berkshire, RG12 2SY, U.K. Model references: Cullen (1993); Smith (1990); Smith (1994); Gregory and Rowntree (1990).
- Lenderink, G., Royal Netherlands Meteorological Institute (KNMI), P.O. Box 201, 3730 AE De Bilt, Wilhelminalaan 10, The Netherlands. Model references: Brinkop and Roeckner (1995); Roeckner et al. (1996).
- Teixeira, J. European Centre for Medium Range Weather Forecasting (ECMWF), Shinfield Park, Reading, Berkshire RG2 9AX, U.K. Model references: Louis et al. (1982); Tiedtke (1993); Tiedtke (1989), Beljaars and Betts (1993).

## References

- ASTEX operations plan. Prepared by the Fire Project Office and ASTEX Working Group. March 1992. Obtainable from: FIRE Project Manager, Mail Stop 483, NASA Langley Research Center, Hampton, VA, 23665-5225, U.S.A.
- Albrecht, B. A., Bretherton, C. S., Johnson, D., Schubert, W. H., and Frisch, A. S.: 1995, 'The Atlantic Stratocumulus Transition Experiment-ASTEX', *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* **76**, 889–904.
- Bechtold, P., Krueger, S. K., Lewellen, W. S., van Meijgaard, E., Moeng, C.-H., Randall, D. A., van Ulden, A., and Wang, S.: 1996, 'Modeling a Stratocumulus-Topped PBL: Intercomparisons Among Different 1D Codes and with LES', *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* **77**, 2033–2042.
- Beljaars, A. C. M. and Betts, A. K.: 1993, 'Validation of the Boundary Layer Representation in the ECMWF Model', ECMWF Seminar proceedings 7–11 September 1992, Validation of models over Europe, Vol. II, 159–196.
- Bower, K. N. and Choulaton, T. W.: 1992, 'A Parametrization of the Effective Radius of Ice Free Clouds for Use in Global Climate', *Atmos. Res.* **27**, 305–339.
- Brinkop, S. and Roeckner, E.: 1995, 'Sensitivity of a General Circulation Model to Parameterizations of Cloud-Turbulence Interactions in the Atmospheric Boundary Layer', *Tellus* **47A**, 197–220.
- Chlond, A.: 1992, 'Three-Dimensional Simulation of Cloud Street Development during a Cold Air Outbreak', *Boundary-Layer Meteorol.* **58**, 161–200.
- Chlond, A.: 1994, 'Locally Modified Version of Bott's Advection Scheme', *Mon. Wea. Rev.* **122**, 111–125.
- Cuijpers, J. W. M. and Duynkerke, P. G.: 1993, 'Large-Eddy Simulation of Trade-Wind Cumulus Clouds', *J. Atmos. Sci.* **50**, 3894–3908.
- Cullen, M. J. P.: 1993, 'The Unified Forecast/Climate Model', *Meteorol. Magazine* **122**, 81–94.
- Cuxart, J., Bougeault, P., and Redelsperger, J.-L.: 1995, 'Turbulence Closure for a Non-Hydrostatic Model', in *Proceedings of 11th Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, paper 14.9, pp. 409–412.
- Deardorff, J. W.: 1976, 'On the Entrainment Rate of Stratocumulus-Topped Mixed Layer', *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **102**, 563–582.
- DeLaat, A. T. J. and Duynkerke, P. G.: 1998, 'Analysis of ASTEX-Stratocumulus Observational Data Using a Mass Flux Approach', *Boundary-Layer Meteorol.* **86**, 63–87.
- de Roode, S. R. and Duynkerke, P. G.: 1997, 'Observed Lagrangian Transition of Stratocumulus into Cumulus during ASTEX: Mean State and Turbulence Structure', *J. Atmos. Sci.* **54**, 2157–2173.
- Driedonks, A. G. M. and Duynkerke, P. G.: 1989, 'Current Problems in the Stratocumulus-Topped Atmospheric Boundary Layer', *Boundary-Layer Meteorol.* **46**, 275–304.
- Duynkerke, P. G., Zhang, H., and Jonker, P. J.: 1995, 'Microphysical and Turbulent Structure of Nocturnal Stratocumulus as Observed during ASTEX', *J. Atmos. Sci.* **52**, 2763–2777.
- Duynkerke, P. G., Jonker, P. J., Bechtold, P., Chlond, A., Cuijpers, J. W. M., Cuxart, J., Feingold, G., Lewellen, D. C., Lock, A., Meijgaard, E., Moeng, C.-H., Teixeira, J., Stevens, B., and Wyant, M.: 2000, 'Simulation of a Stratocumulus-Topped Atmospheric Boundary Layer: A Comparison of Models and Observations', to be submitted to *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*
- Gerber, H.: 1996, 'Microphysics of Marine Stratocumulus Clouds with Two Drizzle Modes', *J. Atmos. Sci.* **53**, 1649–1662.
- Gregory, D. and Rowntree, P. R.: 1990, 'A Mass Flux Convection Scheme with Representation of Cloud Ensemble Characteristics and Stability-Dependent Closure', *Mon. Wea. Rev.* **118**, 1483–1506.
- Hignett, P.: 1991, 'Observations of the Diurnal Variation in a Cloud-Capped Marine Boundary Layer', *J. Atmos. Sci.* **48**, 1474–1482.
- Jonker, H. J. J., Cuijpers, J. W. M., and Duynkerke, P. G.: 1999, 'Mesoscale Fluctuations in Scalars Generated by Boundary Layer Convection', *J. Atmos. Sci.* **56**, 801–808.

- Lenderink, G. and Holtslag, A. A. M.: 1998, 'Evaluation of the Kinetic Energy Approach for Modelling Turbulent Fluxes in Stratocumulus', KNMI preprints No. 98-11, 24 pp. (Available from KNMI, P.O. Box 201, 3730 AE De Bilt, The Netherlands.)
- Lilly, D.K.: 1967, 'The Representation of Small-Scale Turbulence in Numerical Simulation Experiments', in *Proc. IBM Scientific Computing Symp. on Environmental Science*, Yorktown Heights, NY, pp. 195–210.
- Lock, A. P. and MacVean, M. K.: 1999, 'The Parametrization of Entrainment Driven by Surface Heating and Cloud-Top Cooling', *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **125**, 271–299.
- Louis, J. F., Tiedtke M., and Geleyn, J. F.: 1982, 'A Short History of the Operational PBL-Parametrization at ECMWF', Workshop on Boundary Layer Parametrization, November 1981, ECMWF, Reading, U.K.
- Luepkes, C., Beheng, K. D., and Doms, G.: 1989, 'A Parameterization Scheme for Simulating Collision/Coalescence of Water Drops', *Beitr. Phys. Atmosph.* **62**, 289–306.
- Luepkes, C.: 1991, 'Untersuchung zur Parameterisierung der Koagulation niederschlagsbildender Tropfen', Verlag Dr. Kovacs, Hamburg, 156 pp.
- MacVean M. K. and Mason, P. J.: 1993, 'A Numerical Investigation of the Criterion for Cloud-Top Entrainment through Small Scale Mixing and its Parametrization in Numerical Models', *J. Atmos. Sci.* **50**, 2481–2495.
- Moeng, C.-H., Cotton, W. R., Bretherton, C. S., Chlond, A., Khairoutdinov, M., Krueger, S., Lewellen, W. S., MacVean, M. K., Pasquier, J. R. M., Rand, H. A., Siebesma, A. P., Sykes, R. I., and Stevens, B.: 1996, 'Simulation of a Stratocumulus-Topped PBL: Intercomparison among Different Numerical Codes', *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* **77**, 261–278.
- Nicholls, S.: 1984, 'The Dynamics of Stratocumulus: Aircraft Observations and Comparison with a Mixed-Layer Model', *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **110**, 783–820.
- Nicholls, S.: 1989, 'The Structure of Radiatively Driven Convection in Stratocumulus', *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **115**, 487–511.
- Paluch, I. R. and Lenschow, D. H.: 1991, 'Stratiform Cloud Formation in the Marine Boundary Layer', *J. Atmos. Sci.* **48**, 2141–2158.
- Randall, D. A., Shao, Q., Moeng, C.H.: 1992, 'A Second-Order Bulk Boundary Layer Model', *J. Atmos. Sci.* **49**, 1903–1923.
- Roeckner, E., Arpe, K., Bengtsson, L., Christoph, M., Claussen, M., Düminil, L., Esch, M., Giorgetta, M., Schlese, U., and Schulzweida, U.: 1996, 'The Atmospheric General Circulation Model ECHAM-4: Model Description and Simulation of Present-Day Climate', Max-Planck-Institut für Meteorologie Report 218.
- Rogers, R. R.: 1979, *A Short Course in Cloud Physics*, 2nd edition, Pergamon Press, 235 pp.
- Shutts, G. J. and Gray, M. E. B.: 1994, 'A Numerical Modelling Study of the Geostrophic Adjustment Process Following Deep Convection', *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **120**, 1145–1178.
- Siebesma, A. P. and Cuijpers, J. W. M.: 1995, 'Evaluation of Parametric Assumptions for Shallow Cumulus Convection', *J. Atmos. Sci.* **52**, 650–666.
- Smagorinsky, J.: 1963, 'General Circulation Experiments with the Primitive Equations', *Mon. Wea. Rev.* **91**, 99–165.
- Smith, R. N. B.: 1990, 'A Scheme for Predicting Layer Clouds and their Water Content in a General Circulation Model', *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **116**, 435–460.
- Smith, R. N. B.: 1994, 'Experience and Developments with Layer Cloud and Boundary Layer Mixing Scheme in the UKMO Unified Model', ECMWF Workshop: Parametrization of the Cloud-Topped Boundary Layer, 8–11 June 1993. ECMWF, Reading, U.K., 429 pp.
- Sommeria, G.: 1976, 'Three-Dimensional Simulation of Turbulent Processes in an Undisturbed Trade Wind Boundary Layer', *J. Atmos. Sci.* **33**, 216–241.
- Sommeria, G. and Deardorff, J. W.: 1977, 'Subgrid-Scale Condensation in Models of Nonprecipitating Clouds', *J. Atmos. Sci.* **33**, 344–355.



- Stage, S. A. and Businger, J. A.: 1981, 'A Model for Entrainment into a Cloud-Topped Marine Boundary Layer. Part I: Model Description and Application to a Cold Air Outbreak Episode', *J. Atmos. Sci.* **38**, 2213–2229.
- Stull, R. B.: 1988, 'An Introduction to Boundary Layer Meteorology', Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 666 pp.
- The Meso-NH Atmospheric Simulation System: Scientific Documentation, Book 1, 1995, Chapters 13 (turbulence scheme) and 14 (subgrid condensation scheme), Meteo-France and CNRS. Several authors, edited by Philippe Bougeault. Available from Meteo-France, CNRM/GMME, AV. G. Coriolis 42, 31057 Toulouse CEDEX, France.
- Tiedtke, M.: 1989, 'A Comprehensive Mass Flux Scheme for Cumulus Parametrization in Large Scale Models', *Mon. Wea. Rev.* **117**, 1779–1800.
- Tiedtke, M.: 1993, 'Representation of Clouds in Large-Scale Models', *Mon. Wea. Rev.* **121**, 3040–3061.
- vanZanten, M. C., Duynkerke, P. G., and Cuijpers, J. W. M.: 1999, 'Entrainment in Convective Boundary Layers', *J. Atmos. Sci.* **56**, 813–828.
- Vreugdenhil, C. B. and Koren, B. (eds.): 1993, *Notes on Numerical Fluid Mechanics*, Volume 45, *Numerical Methods for Advection-Diffusion Problems*, Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden, Germany, 373 pp.

## Simulations of Trade Wind Cumuli under a Strong Inversion

BJORN STEVENS,\* ANDREW S. ACKERMAN,<sup>+</sup> BRUCE A. ALBRECHT,<sup>#</sup> ANDREW R. BROWN,<sup>@</sup>  
 ANDREAS CHLOND,<sup>&</sup> JOAN CUXART,<sup>\*\*</sup> PETER G. DUYNKERKE,<sup>++</sup> DAVID C. LEWELLEN,<sup>##</sup>  
 MALCOLM K. MACVEAN,<sup>@</sup> ROEL A. J. NEGGERS,<sup>@@</sup> ENRIQUE SÁNCHEZ,<sup>\*\*</sup> A. PIER SIEBESMA,<sup>@@</sup>  
 AND DAVID E. STEVENS<sup>&&</sup>

<sup>\*</sup>*Department of Atmospheric Sciences, University of California, Los Angeles, Los Angeles, California*

<sup>#</sup>*NASA Ames Research Center, Moffett Field, California*

<sup>&</sup>*Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science, University of Miami, Miami, Florida*

<sup>@</sup>*Met Office, Bracknell, Berkshire, United Kingdom*

<sup>+</sup>*Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Germany*

<sup>\*\*</sup>*Instituto Nacional Meteorologia, Madrid, Spain*

<sup>++</sup>*Institute for Marine and Atmospheric Research, Utrecht, Netherlands*

<sup>##</sup>*MAE Department, West Virginia University, Morgantown, West Virginia*

<sup>@@</sup>*Royal Netherlands Meteorological Institute, De Bilt, Netherlands*

<sup>&&</sup>*Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California*

(Manuscript received 6 July 2000, in final form 13 November 2000)

### ABSTRACT

The fifth intercomparison of the Global Water and Energy Experiment Cloud System Studies Working Group 1 is used as a vehicle for better understanding the dynamics of trade wind cumuli capped by a strong inversion. The basis of the intercomparison is 10 simulations by 7 groups. These simulations are supplemented by many further sensitivity studies, including some with very refined grid meshes.

The simulations help illustrate the turbulent dynamics of trade cumuli in such a regime. In many respects the dynamics are similar to those found in many previous simulations of trade cumuli capped by weaker inversions. The principal differences are the extent to which the cloud layer is quasi-steady in the current simulations, evidence of weak countergradient momentum transport within the cloud layer, and the development and influence of an incipient stratiform cloud layer at the top of the cloud layer. Although many elements of the turbulent structure (including the wind profiles, the evolution of cloud-base height, the statistics of the subcloud layer, and the nature of mixing in the lower and middle parts of the cloud layer) are robustly predicted, the representation of the stratiform cloud amount by the different simulations is remarkably sensitive to a number of factors. Chief among these are differences between numerical algorithms. These sensitivities persist even among simulations on relatively refined grid meshes. Part of this sensitivity is attributed to a physically realistic positive radiative feedback, whereby a propensity toward higher cloud fractions in any given simulation is amplified by longwave radiative cooling.

The simulations also provide new insight into the dynamics of the transition layer at cloud base. In accord with observations, the simulations predict that this layer is most identifiable in terms of moisture variances and gradients. The simulations help illustrate the highly variable (in both height and thickness) nature of the transition layer, and we speculate that this variability helps regulate convection.

Lastly the simulations are used to help evaluate simple models of trade wind boundary layers. In accord with previous studies, mass-flux models well represent the dynamics of the cloud layer, while mixing-length models well represent the subcloud layer. The development of the stratiform cloud layer is not, however, captured by the mass-flux models. The simulations indicate that future theoretical research needs to focus on interface rules, whereby the cloud layer is coupled to the subcloud layer below and the free atmosphere above. Future observational studies of this regime would be of most benefit if they could provide robust cloud statistics as a function of mean environmental conditions.

### 1. Introduction

The low-level trade wind regime has been recognized as a structural component of the general circulation for

at least half a century (von Ficker 1936; Riehl et al. 1951). In recent years the earlier diagnostic studies have been supplemented by theoretical studies and numerical experiments which further show that large-scale circulations are sensitive to the representation of the trade wind regimes and their associated low-level clouds (e.g., Tiedtke et al. 1988). Moist convective processes in the trades are important not only because of their role in

*Corresponding author address:* Bjorn Stevens, Department of Atmospheric Sciences, University of California, Los Angeles, 405 Hilgard Avenue, Box 951565, Los Angeles, CA 90095-1565.  
 E-mail: bstevens@atmos.ucla.edu

mediating the transfer of latent heat from the ocean into the atmosphere, but also because of the direct radiative effect of the clouds on both the radiative budget at the top of the atmosphere and the surface energy budget. Because low clouds in trade wind regimes span vast areas of the World Ocean, more recent interest in these regimes has been fueled by a desire to understand how they might respond to the changing composition of the atmosphere (e.g., Albrecht 1989; Ackerman et al. 1993, 2000, hereafter ACK).

Broadly speaking moist convective circulations in the trades can be categorized into three regimes: an upstream regime with large cloud fractions in a shallow planetary boundary layer (PBL)<sup>1</sup> capped by a strong inversion, a downstream regime with low cloud fractions in a deeper PBL capped by a relatively weak inversion, and an intermediate regime. Most prior studies, including the two previous intercomparison studies of the GEWEX (Global Water and Energy Experiment) Cloud System Studies Working Group One (GCSS-WG1) have focused on either the upstream or downstream regime, or on how the transition between regimes takes place. To our knowledge this study is the first to focus on the quasi-steady structure of the intermediate regime.

Apart from the fact that this regime has received relatively little attention, there are other motivations for studying the intermediate regime. For one, changes in the trade wind boundary layer cloud regimes are largely thought to manifest themselves in the intermediate regime. Another motivation for studying this regime is to evaluate whether ideas and concepts developed through a study of the terminal regimes can be extended to (or blended in) the intermediate regimes. In particular there was an interest in knowing to what extent mass-flux-based scaling relationships, developed on the basis of simulations of shallow cumulus with relatively low cloud fractions (cf. Siebesma and Cuijpers 1995; Siebesma et al. 2000, manuscript submitted to *Bull. Amer. Meteor. Sci.*, hereafter SIE), can be extended to regimes with larger cloud fractions. Also to the extent that this larger cloud fraction manifests itself as stratiform cloudiness at the top of the cloud layer there arises the question as to how best to think about this stratiform component of the cloud system. With these motivations in mind it was decided to base the fifth intercomparison of the GCSS-WG1 on simulations of the trade wind boundary layer as observed during the Atlantic Trade Wind Experiment (ATEX).

This paper reports on the results of this intercomparison. Specifically, we are interested in answering some of the following questions. What is the basic structure and what are the key sensitivities of the (simulated) intermediate regime? What aspects of the simulations

are most robust, and where is further refinement required? What sorts of measurements are necessary to better constrain the simulations, and what key parameters appear to control the evolution of the cloud layer? And lastly, how well are simple models able to characterize the simulated dynamics? For the most part these questions are addressed in the body of this paper, subsequent to our presentation of the case and the participant simulations.

## 2. The Atlantic Trade Wind Experiment (ATEX)

ATEX took place in February 1969 and is thoroughly described in a number of papers by the original participants (e.g., Augstein et al. 1973, 1974; Brümmer et al. 1974). It was based on a flotilla of three ships that drifted for nearly 3 weeks in the Atlantic northeast trade wind region (near 12°N, 35°W). The ships could be roughly associated with the vertices of an equilateral triangle with sides of 750 km. At each ship intensive aerological observations were concentrated in the lower 4 km of the atmosphere with routine deck-level observations every 90 min as well as radiosonde and radar wind observations at 180-min intervals. Buoy measurements of surface fluxes supplemented the deck measurements. Subsets of ships assembled at three different times “for the purpose of intercomparisons and calibration,” which was facilitated by the presence of a fourth ship steaming through the triangle during the first part of the experiment (Augstein et al. 1973). Although the experiment appears to have generated an unprecedented dataset for its time, our study is largely based on secondary data sources (i.e., analyzed datasets that have appeared in the literature).

### a. Initial data, boundary conditions, and forcings

The initial ( $t_0 = 0$ ) data for the simulations are drawn from the first part of the experiment, during which time the ship-triangle was embedded in what Augstein et al. (1973) describe as “a nearly classical trade-wind situation.” The temperature and humidity profiles are based on sounding data taken over 5 days (between 7 and 12 February 1969) from the northernmost ship of the flotilla, the R/V *Planet*. The data were first composited using a subjective technique that preserved the transition layer at  $z = h$  and the trade inversion at  $z = z_i$ . The initial thermodynamic profiles are plotted in Fig. 1. The main differences between the composite R/V *Planet* sounding (also plotted) and that actually used are the simplification to the trade-inversion structure and the slight moistening of the free troposphere. The differences between the initial data and the more downstream [i.e., the Meteor and the Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment (BOMEX) (SIE)] soundings largely reflects differences in the underlying SSTs. Given the similar free-tropospheric thermal structure and commensurate values of  $z_i$ , the upstream soundings nec-

<sup>1</sup> For reasons that shall become obvious (cf., Augstein et al. 1974) we define the PBL as that region of the atmosphere extending from the surface to the base of the trade-inversion.

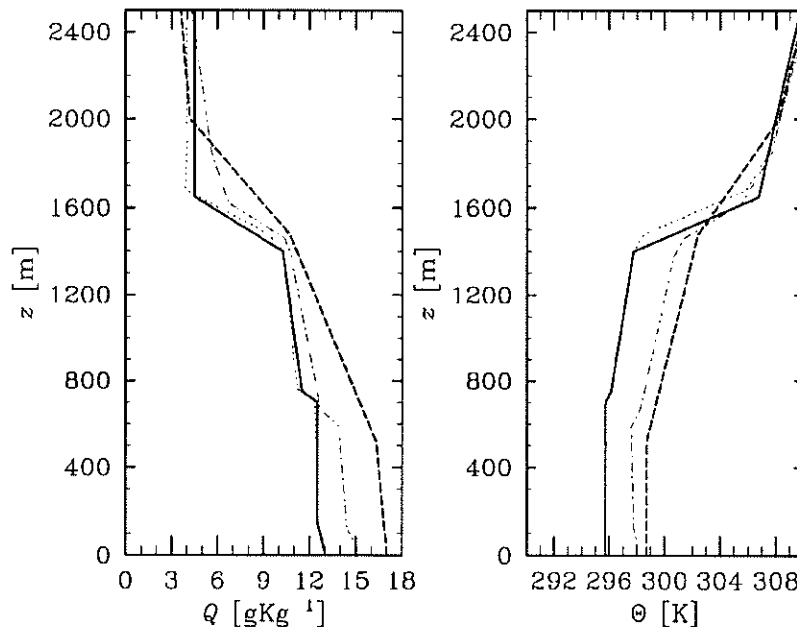


FIG. 1. Profiles of total-water mixing ratio ( $Q$ ) and potential temperature ( $\Theta$ ): initial conditions (solid line), composite R/V *Planet* sounding (thin dotted), composite R/V *Meteor* sounding (thin dash-dot), initial conditions for BOMEX simulations (thick dashed).

essarily (insofar as SSTs increase downstream) have a stronger capping inversion. A further difference between the ATEX and the BOMEX soundings is that in the former the compositing procedure preserved the transition layer at the base of the cloud layer. The importance of this modification (and the transition layer in general) is a point we return to later.

The initial winds and their geostrophic values are drawn from published analyses (Brümmer et al. 1974; Augstein et al. 1974). The latter are presented, along with the initial thermodynamic sounding, in Table 1. The geostrophic winds are mostly easterly and modestly baroclinic. In rough accord with the published profiles (Augstein et al. 1974, their Fig. 9; Brümmer et al. 1974, their Fig. 2) the initial winds were prescribed

$$u(x, y, z, t_0) = \max[U_g(z), -8], \quad (1)$$

$$v(x, y, z, t_0) = V_g(z). \quad (2)$$

TABLE 1. Thermodynamic profiles at  $t_0$  and geostrophic wind at selected heights. Linear profiles are assumed between these heights.

$z$ (m)	$\Theta$ (K)	$Q$ (g kg <sup>-1</sup> )	$U_g$ (m s <sup>-1</sup> )	$V_g$ (m s <sup>-1</sup> )
0	295.750	13.00	-11.00	-2.00
150	295.750	12.50	-10.55	-1.90
700	295.750	12.50	-8.90	-1.10
750	296.125	11.50	-8.75	-1.00
1400	297.750	10.25	-6.80	-0.14
1650	306.750	4.50	-5.75	0.18
4000	314.975	4.50	1.00	2.75

The Coriolis parameter was specified to a value corresponding to 15°N.

In accord with previous intercomparison studies (e.g., Duynkerke et al. 2000; SIE),  $u_*$  (the surface friction velocity) was prescribed a value of 0.3. To ensure that the underlying surface fluxes were consistent with an underlying sea surface, SSTs of 298 K were specified and surface fluxes of heat and moisture were calculated using a simple bulk aerodynamic formula. In retrospect fixing the momentum but not the heat fluxes is somewhat artificial, a point we return to subsequently. To account for the fact that different models might place their first thermodynamic level at varying heights, the bulk exchange coefficient for heat and moisture was corrected assuming neutral stability:

$$C_h = C_{10} \left[ \ln\left(\frac{10}{z_0}\right) / \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \right]^2, \quad (3)$$

with the roughness height  $z_0 = 0.015$  cm and the exchange coefficient  $C_{10} = 0.0013$ .

For  $t > t_0 + 5400$  s forcings associated with hypothetical large-scale processes are specified relative to  $z_i$  (before this time no forcings other than surface fluxes were specified). For these purposes  $z_i$  is defined to be the spatial-mean height of the 6.5 g kg<sup>-1</sup> total-water mixing ratio contour. This contour was somewhat arbitrarily chosen because it coincides with the region of strong static stability within the trade inversion. Large-scale advective tendencies due to subsidence also are imposed based on the value of the local gradients and

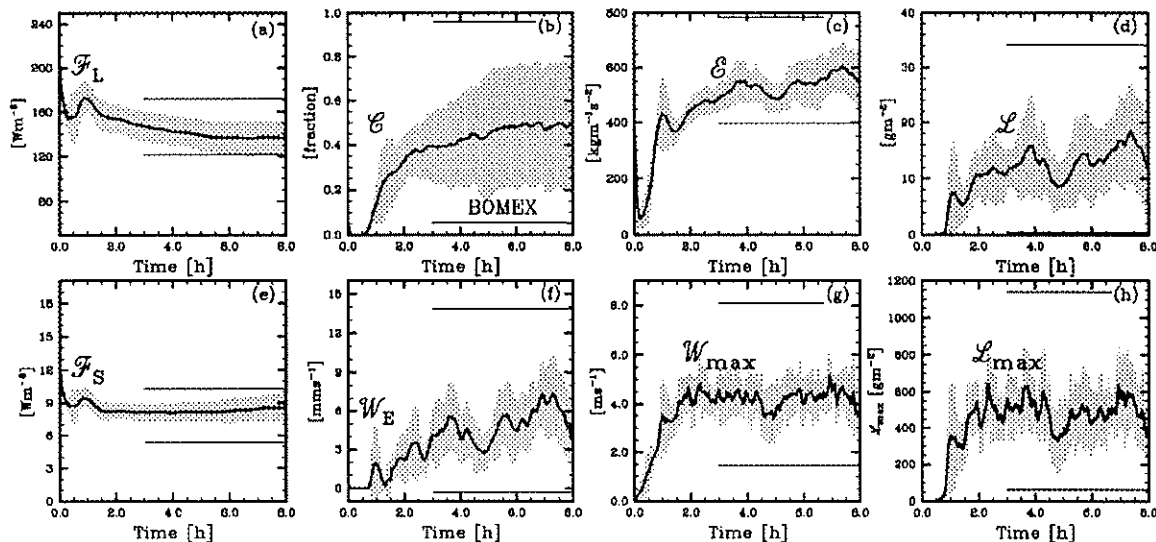


FIG. 2. Time series data. Solid line is average of 10 simulations, band is of width  $2s_d$  centered at the population mean. Solid horizontal lines delineate extrema during analysis period for all simulations. (a) Surface latent-heat flux  $\mathcal{F}_L$ , (b) fraction of grid columns with liquid water  $C$ , (c) Vertically integrated total kinetic energy  $\mathcal{E}$ , (d) Domain-averaged liquid water path  $\mathcal{L}$ , (e) surface sensible heat flux  $\mathcal{F}_S$ , (f) mean vertical velocity of  $q_i = 6.5 \text{ g kg}^{-1}$  contour  $\mathcal{W}_E$ , (g) maximum vertical velocity in the domain  $\mathcal{W}_{\max}$ , (h) maximum liquid water path in a model column  $\mathcal{L}_{\max}$ . Also indicated by the acronym BOMEX in the cloud-fraction plot is the approximate span of cloud fractions derived from simulations of trade cumulus as observed during BOMEX.

a specified subsidence velocity that varies linearly between 0 at the surface and  $6.5 \text{ mm s}^{-1}$  at  $z_i$ . Although this value of the large-scale subsidence at  $z_i$  is arguably too small (cf. Brümmer et al. 1974), it was chosen based on exploratory simulations that suggested that larger values underestimated cloud amount.

The effects of large-scale advective and radiative processes are incorporated by specifying tendencies as follows:

$$\left. \frac{d\theta}{dt} \right|_{\text{LS}} = -1.1575 \times 10^{-5} \left( 3 - \frac{z}{z_i} \right) \text{K s}^{-1}, \quad (4)$$

$$\left. \frac{dq_i}{dt} \right|_{\text{LS}} = -1.58 \times 10^{-8} \left( 1 - \frac{z}{z_i} \right) \text{s}^{-1}, \quad (5)$$

for  $z < z_i$ . These large-scale tendencies were loosely based on observations summarized by Tiedtke (1989). Above the trade inversion the sum of these tendencies and those due to large-scale subsidence was linearly reduced to zero over a depth of 300 m. This tapering above  $z_i$  was done to enforce an exact balance between radiative cooling and large-scale advection in the free atmosphere.

In a further departure from simulations of the downstream trade wind regime (e.g., BOMEX) up to  $74 \text{ W m}^{-2}$  of radiative cooling are allowed to occur if liquid water is present in sufficient amount. The cooling is calculated by allowing heat to be radiated from the saturated regions of the flow as follows:

$$F_{\text{rad}}(x, y, z, t; F_0, \kappa) = F_0 \exp \left[ -\kappa \int_z^\infty \rho(z') q_l(z', x, y, t) dz' \right], \quad (6)$$

where  $\rho$  is the basic-state density and  $q_l$  is the liquid water mixing ratio. The parameters,  $F_0 = 74 \text{ W m}^{-2}$  and  $\kappa = 130 \text{ m kg}^{-1}$ , are in accord with previous use of the above formula (e.g., Duynkerke et al. 2000). Although such a simple model is clearly unrealistic in many respects, it is efficient and well represents the first-order effect wherein clouds efficiently concentrate the radiative cooling of the PBL in a thin layer near cloud top. Most importantly, it ensures consistency in the governing equation set used by the different intercomparison participants.

Although we have made an effort to incorporate a number of physical forcings, we neglect the role of precipitation. One could argue that precipitation plays a decisive role in circulations such as those discussed here. Thus its neglect is justified not by its lack of potential importance, but rather because an attractive first step in studying this cloud regime is to first understand the behavior and sensitivities of the nonprecipitating idealization.

Although the initial data and the forcings are based on an observed case, our intent is not to evaluate the large eddy simulation (LES) based on the data. The observed case was used for the initialization primarily to place the simulations in a plausible regime. While it

TABLE 2. Participating simulations. Except for DHARMA the simulation names are based on acronyms that reflect the name of the participating scientists' institution. In the cloud-fraction field both the average over the analysis period and the average over the last 2 h are given. For the subgrid-scale (SGS) models T refers to TKE schemes, while S refers to Smagorinsky schemes. In both types of schemes details of implementation and the model of the length scale varies considerably among groups. Advection schemes are classified as to whether they are centered (C) or monotone (M). Both the UKMO and DHARMA models are distinct in that their monotone schemes are formally multidimensional.

Simulation name	Participating scientists	Cloud fraction	SGS model	Velocity adv.	Scalar adv.	$\Delta x$
WVU-A	Lewell	0.17/0.14	T	C	M	100 m
WVU-B	"	0.39/0.39	T*	"	"	"
INM	Sanchez	0.37/0.38	T	C	C	"
MPI	Chlond	0.32/0.35	T	C	M	"
UCLA-A	B. Stevens	0.22/0.23	S	C	M	"
UCLA-B	"	0.72/0.90	"	"	C	"
UKMO-A	Brown	0.50/0.56	S	C	M	"
UKMO-B	"	0.75/0.75	"	M	"	"
KNMI	Siebesma and Neggers	0.26/0.27	T	C	C	"
DHARMA	Ackerman and D. Stevens	0.86/0.91	S	M	M	"
UCLA-C	B. Stevens	0.24/0.27	S	C	M	50 m
UCLA-D	"	0.86/0.97	S	C	C	"
UCLA-E**	"	0.28/0.26	S	C	M	"
UKMO-C	MacVean	0.82/0.86	S	C	M	20 m
UKMO-D	"	0.98/0.98	S	M	M	"

\* The SGS model used by WVU-B involves the prediction of SGS cloudiness.  
\*\* The UCLA-E calculations uses full surface-layer similarity theory to compute the surface fluxes, i.e.,  $u^*$  is not fixed and stability functions are calculated iteratively.

is clearly desirable to test LES using observations, the ATEX data (as are all existing datasets of trade wind boundary layers) are ill-suited to this purpose. The simulations do, however, suggest critical measurements that could be made, and these are outlined in due course.

b. Procedures and participants

Our evaluation is centered around 10 simulations by seven participating groups.<sup>2</sup> The simulations are tabulated in Table 2. All simulations from this standard suite were performed with grid spacings of  $\Delta x = \Delta y = 5\Delta z = 100$  m, although some calculations were based on a stretched vertical coordinate above 1750 m. The domain had a vertical extent of about 3000 m and a horizontal extent of 6400 m. Boundary conditions were periodic in lateral directions, and rigid lids capped the flow above and below. To prevent gravity wave energy from accumulating at, or being reflected from, the upper lid, most simulations included a damping or "sponge" layer near the upper boundary. The symmetry of the initial conditions was broken by introducing zero-mean, pseudorandom, fluctuations in the initialization of  $\theta$  and  $q$ , below  $z = 810$  m. The amplitudes of these fluctuations were 0.1 K and  $0.025 \text{ g kg}^{-1}$ , respectively. The integrations were carried out for 8 h of simulated time and the analysis was over the last five simulated hours. The

<sup>2</sup> Although in three instances multiple simulations by a single group are included these represent substantial modification to some element of the flow solver on which the simulation was based, and there is no evidence that including these three additional simulations artificially reduces the spread among the simulations.

eddy-turnover time  $\tau$  (taken as the ratio of the depth of a layer to the maximum value of  $(w'w')^{1/2}$  within a layer) was approximately 30 and 45 min for the subcloud and cloud layer, respectively, both of which are consistent with the temporal evolution of the simulations (i.e., anomalies in the turbulent statistics are correlated on these timescales).

All the models used an identical formulation for calculating surface and radiative fluxes. All groups excepting West Virginia University (WVU) used the same saturation vapor pressure formula; fortunately differences between this formula and the one used by the WVU group appear to be negligible. All simulations were based on a staggered (Arakawa C) grid. Excepting the Distributed Hydrodynamic–Aerosol–Radiation–Microphysics Application (DHARMA) [and some implementations of the Met Office (UKMO) model], which used forward-in-time differencing throughout and upwinded momentum (Stevens and Bretherton 1997), all models used centered-in-space (and time) differencing for momentum, although some used upwind methods for scalars. The main differences among the simulations were in terms of how they formed their basic state (anelastic vs Boussinesq), the numerical methods they used to represent spatial differences in advective operators (particularly for scalars), and the manner in which they represented unresolved covariances, that is, their sub-grid-scale (SGS) parameterization.

In addition to the standard calculations a number of further simulations were performed. For instance the UKMO group explored the sensitivity of the simulations to a fivefold reduction in horizontal grid spacing as well as to the representation of momentum advection; the

WVU simulations explored the sensitivity of the simulations to fractional cloudiness parameterizations; and the University of California Los Angeles (UCLA) model was also used to explore resolution sensitivities, scalar advection sensitivities, ensemble statistics, and initial sounding sensitivities, as well as the sensitivity to a wide variety of changes in the SGS model. The ensemble simulations (which are most frequently referred to) consisted of repetitive simulations using the UCLA-A configuration; these simulations differed from one another only in terms of the initial random tickling used to break the symmetry in the initial data. The results from all of the auxiliary simulations will not be discussed systematically, instead they will be used to flavor our analysis of the standard case as appropriate.

Although this study is based on a model intercomparison, preliminary analyses and past experience suggest that there is not a lot to be learned by focusing on the differing performance of individual models. For this reason we concentrate our analysis on the big picture painted by the family of simulations. Nonetheless, by digging a little deeper, and looking at similarities and differences across several models, or the sensitivity of a control calculation to a single change, we are able to arrive at measures of the robustness of LES of the intermediate trade cumulus regime. Such a procedure helps us understand what aspects of LES of this regime might be expected to be reliable, and what aspects clearly are not. The most reliable statistics are then those that we can identify as touchstones for a general theoretical development, as well as a target for both measurements and reproduction by simpler models.

### c. Analysis methodology

The analysis is largely based on two types of fields, scalar time series and profiles. Time series variables may involve point measures, or integrals from a sequence of snapshots, while profiles are averaged in horizontal dimensions and in time. To distinguish spatial (and/or temporal) averaging of a single simulation from averaging across different simulations we use the overbar and angle brackets, respectively. So, for instance, given a set of fields  $\Phi_j$  (or  $\bar{\Phi}_j$ ), where  $j$  indexes the  $N$  simulations that the sample comprises, and  $\Phi$  is either a function of the vertical coordinate  $z$  or time  $t$ , we define

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \Phi_j. \quad (7)$$

To simplify notation (particularly in regard to the figures) upper case is sometimes used in lieu of an overbar, and script letters may serve as a proxy for angle brackets (i.e.,  $\langle \bar{a} \rangle = \langle A \rangle = \mathcal{A}$ ).

To best emphasize the collective behavior of the models we generally display the results in terms of a band of width  $2s_\Phi$  centered about the mean  $\langle \Phi \rangle$ . Here  $s_\Phi$  is the standard deviation of the sample population, that is,

$$s_\Phi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_j (\Phi_j - \langle \Phi \rangle)^2. \quad (8)$$

In some cases, good sense dictates the omission of outlying data from the population sample. In such instances the omitted values are either plotted separately or their behavior is noted in the text. Because we understand that the results of individual calculations might be of broader interest, we will be happy to make the statistics from all the simulations available upon request.

## 3. Results

### a. Time evolution

Different measures of the evolution of the simulations are plotted in Fig. 2. By the third hour the flow is relatively stationary. Surface Bowen ratios are about 0.065, so latent and sensible heat fluxes contribute approximately equally to surface buoyancy fluxes. Time-averaged cloud fractions vary widely among the simulations as do temporal trends. In some cloudiness is increasing, in others it is essentially constant, and in one it even decreases through the analysis period. Nonetheless, all simulations tend to be in the intermediate regime; that is, cloud fractions are between what is commonly observed in the two extreme regimes (i.e., 0.1 and 0.9). Updrafts reach velocities between 4 and 5 m s<sup>-1</sup> and liquid water paths through the cumulus turrets approach 500 g m<sup>-2</sup>, which is about half of the adiabatic value.

Over the analysis period least squares linear fits to the ensemble-average surface fluxes change by less than 10%, and the integrated total kinetic energy  $\mathcal{E}$  increases by less than 15%. Cloud measures show more distinct trends: cloud fraction ( $\mathcal{C}$ ), averaged liquid water path ( $\mathcal{L}$ ) and the proxy entrainment rate ( $\mathcal{W}_e$ ) all increase by 25%–30%. Although these trends are significant, we have found no evidence that our findings are impacted by these temporal features.

The coefficient of variation  $cv_\Phi = s_\Phi / \langle \Phi \rangle$  for some field  $\Phi$ , is essentially a normalized variability, which makes it easier to compare the variability among fields. Values of  $cv_\Phi$  range from about 0.1 for the fluxes and integrated turbulent kinetic energy (TKE) to values greater than 0.5 for both  $\mathcal{C}$  and  $\mathcal{W}_e$ . For all except the point measures (e.g.,  $w_{\max}$  and  $\mathcal{L}_{\max}$ ) this degree of variability among the simulations is real; that is, it is not simply an artifact due to the aliasing of different phasings in the time variability of different simulations. This degree of variability also turns out to be a factor of 10 larger than the value obtained by comparing an ensemble of simulations from a single code. For instance, while  $cv_\mathcal{C} \approx 0.5$  for the intercomparison ensemble, for the five-member UCLA-A ensemble  $\mathcal{C}$  ranged from 0.19 to 0.22 with  $cv_\mathcal{C} = 0.06$ . Thus the variations among the simulations truly reflect the sensitivity of the calculations to algorithmic details.

As pointed out above, the simulations were largely

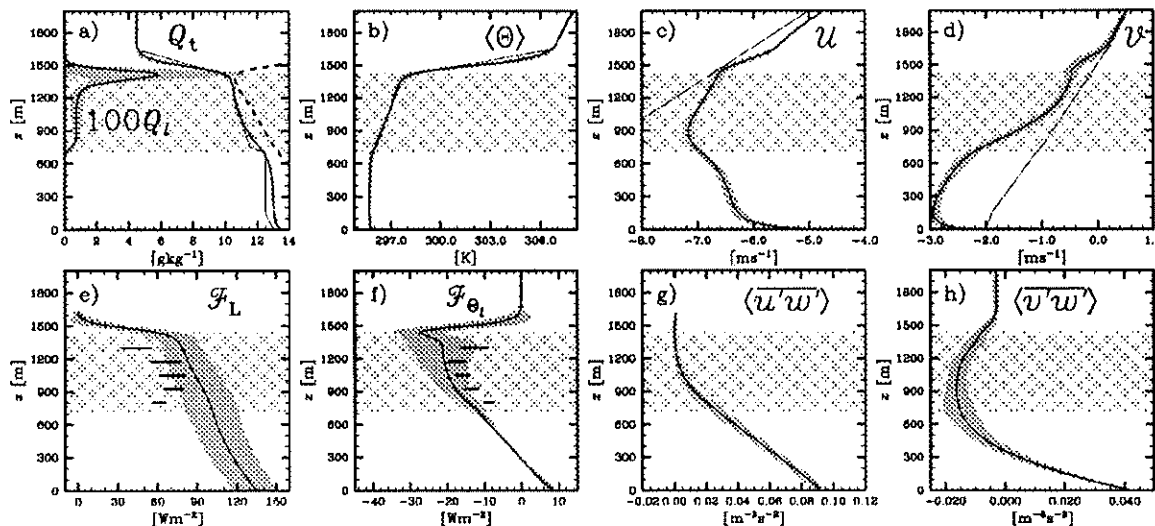


FIG. 3. Mean profiles averaged over analysis period and displayed following format of previous figure. Thin solid lines delineate initial state. Plotted, clockwise from top left are (a) total-water  $Q$  and liquid water  $Q$  mixing ratios, (b) potential temperature  $\Theta$ , (c) zonal wind  $u$ , (d) meridional wind  $v$ , (e) total-water mixing ratio flux  $\mathcal{F}_L$ , (f) liquid water potential temperature flux  $\mathcal{F}_{\Theta}$ , (g) zonal momentum flux, and (h) meridional momentum flux. All the fluxes are the sum of the resolved and SGS fluxes. (e) and (f) The mass-flux estimate of the flux is also shown by the short horizontal lines at five heights [see section 4b(1) for details]. (a) The thin dashed line denotes  $Q$  in the cloud layer.

successful in representing a regime with intermediate cloud fractions, although actual values of cloud fraction (and the ensuing domain-averaged liquid water path) varied sharply across the simulations. Albrecht (1991) shows time series of cloud fraction from both the R/V *Planet* and the R/V *Meteor*. Over the R/V *Planet*, whose thermodynamic environment was most commensurate with the specified initial data, cloud fractions varied between 0.1 and 0.9, with a distinct diurnal cycle and a trend toward lower cloud fractions as the ship drifted over warmer water. Thus while the simulations are broadly consistent with the data, the intercomparison clearly illustrates the difficulty of using LES to quantify relationships between cloud fraction and the large-scale environment—at least in this regime.

#### b. Mean profiles and fluxes

With the exception of the velocity deficits (i.e.,  $u - u_s$ ,  $v - v_s$ ) in the subcloud (and to a lesser extent) cloud layer, the evolution of the simulations over 8 h results in remarkably small changes in the mean state (Fig. 3). This is largely a result of the forcings balancing within the Eulerian domain. The thermodynamic fluxes in Fig. 3 illustrate the tight coupling of the cloud and subcloud layers. To the extent that the boundary layer is considered as a single layer, energetically coupled to the surface on short timescales, the PBL in this regime extends from the surface to the base of the trade inversion (which we denote by  $z_i$ ) at 1500 m.

On the other hand, both the momentum profiles and

fluxes behave distinctly in the cloud versus the subcloud layers. The largest velocity deficits (i.e., departures of the velocities from their geostrophic values) occur in the subcloud layer (i.e., for  $z < h$ , where  $h$  denotes the height of the subcloud layer) and a weak jet develops just above  $z = h$ . Above this jet (Fig. 3c), zonal velocity gradients reverse, taking on the sign of the gradients of the geostrophic wind. However, the zonal momentum flux (Fig. 3g) does not change sign, which implies a weak countergradient transport of zonal momentum. This locally countergradient flux is consistent with momentum being mixed out of the subcloud layer, as opposed to down the local gradient. The meridional wind (Fig. 3d) has a markedly different structure, tending to peak near the surface with relatively more active momentum transport (Fig. 3h) in the cloud. The greater transport of meridional momentum in the cloud layer is consistent with the somewhat larger differences between the meridional wind (as compared to the zonal wind) in the subcloud versus the cloud layer.

The aforementioned variability in cloud statistics is most evident at cloud top, where both cloud water and cloud fraction (shown later) have global maxima that vary widely. Flow visualization and conditional sampling (also discussed below) indicate that the variability in cloud water largely reflects different predictions of the lifetime (and hence extent) of stratiform detrainment regions associated with cumulus clouds impinging upon the trade inversion. The mean state saturation deficit (i.e.,  $\bar{q}_s - \bar{q}_i$ ) is a minimum at about 1400 m, just below the region of maximum liquid water. The tendency for



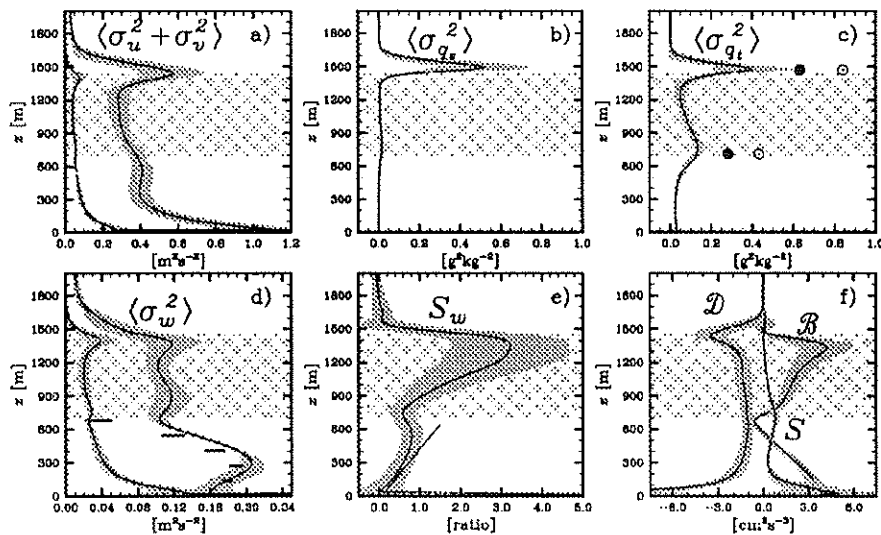


FIG. 4. Higher-order statistics: (a) total horizontal velocity variances (and estimated SGS contribution); (b) saturation mixing-ratio variances; (c) total-water mixing-ratio variances; (d) vertical velocity variances (and estimated SGS contribution), also shown with short horizontal lines are the mixed layer scaling estimates; (e) skewness of the vertical velocity (thin line in subcloud layer denotes expected value for dry convective PBL); and (f) terms in the TKE budget, where  $\mathcal{D}$ ,  $\mathcal{B}$ , and  $\mathcal{S}$  refer to dissipation, buoyancy, and shear production of TKE, respectively. (b) The WVU computations were not included due to a diagnostic problem in calculating  $\sigma_{q_s}$  in the lowest 500 m. (c) The two calculations (UKMO-B and DHARMA) with forward-in-time (and upwinded) representations of momentum advection are not included in the ensemble statistics, but the local maxima produced by each are indicated separately by the filled circle and circle-dot, respectively. (d) In the plot of  $\sigma_w^2$ , the integrations from the KNMI and INM groups are not included for reasons discussed in the text.

cloud amount to peak slightly above the region of the minimum saturation deficit is probably related to the fact that both  $\sigma_{q_s}$  (the standard deviation among mean values from different simulations) and  $\langle \sigma_{q_s} \rangle$  (the mean of the standard deviations of the simulations) have their maxima closer to 1500 m. This suggests that the production of scalar variance at the top of the cumulus layer influences the local cloud amount, a suggestion that receives support from the sensitivity of cloud amount to resolution and SGS parameterizations. For instance, inclusion of an SGS cloud parameterization in the WVU calculations effectively doubles the predicted cloud fraction. Unfortunately, efforts to extract simple relations between cloud amount and second-order statistics (or even layer mean values) are greatly frustrated by the fact that the development of cloud significantly affects the local circulations.

An effort was made to preserve the transition layer in the initial data, as there has been some suggestion (e.g., Garstang and Betts 1974) that it could be dynamically important to the simulations. In Fig. 3 very little evidence of this initially sharp layer remains. To get a better understanding of the statistics of the cloud-base layer we have further examined 10 snapshots. The snapshots were taken from two different times (one at  $t = 4$  h, the other at  $t = 8$  h) from each of the five UCLA-

A ensemble members. This analysis indicated that the transition layer is evident if it is based on local absolute humidity gradients, but fluctuations of the transition layer itself make it difficult to identify in layer-averaged quantities. Attempts to identify the transition layer based on local temperature gradients were largely unsuccessful. These findings are consistent with analyses of observational data [which also show that transition layers are most readily identifiable with moisture gradients (Garstang and Betts 1974; Yin and Albrecht 2000)] and are perhaps expected given the respective geometries of the moisture and heat fluxes. By the flux geometry we mean the shape of the flux profile, which is single signed for moisture, but changes sign for heat.

### c. Higher-order statistics

The basic turbulent structure of the PBL is illustrated in Fig. 4. With regard to the structure of the turbulent velocity field we note a clear distinction between the cloud and subcloud layer. As has been noted many times previously (e.g., Garstang and Betts 1974; Sommeria 1976), the subcloud layer follows mixed layer similarity in that it is indistinguishable from simulations of a convective boundary layer.

Ignoring for now the cloud layer, the simulations yield

$z_* = h = 680$  m and  $Q_* = 4.71 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  for height and flux scales, respectively. The corresponding convective velocity scale is then  $w_* = 0.68 \text{ m s}^{-1}$ . Convective scaling based on these parameters predicts that  $\sigma_w^2/w_*^2$  obtains a maximum value of approximately 0.4 at around  $0.4z_*$ . Figure 4 also shows the convective scaling predictions for  $\sigma_w$  and  $S_w$  as derived from previous simulations, tank experiments, and field measurements (Schmidt and Schumann 1989). Overall the agreement is rather good, with the greatest disagreement at the top of the subcloud layer, where the interaction with the convective layer prevents  $\sigma_w^2$  from vanishing, which in turn implies smaller values of  $S_w$ . There is, however, some indication that these departures should be even larger. Analysis of subcloud-layer statistics from the GARP (Global Atmospheric Research Program) Atlantic Tropical Experiment (P. Lemone 2000, personal communication) suggests that above  $z/h = 0.7$  real subcloud layers have even larger departures from mixed layer scaling.

The cloud layer, on the other hand, is distinctly less energetic than the subcloud layer, although dissipation is marginally enhanced, and is characterized by much more sharply skewed vertical velocity fields. Because  $\sigma_w$  is relatively flat in the cloud layer, large  $S_w$  implies increasing third moments through this layer. In other words, updrafts tend to become increasingly energetic and compact as one moves up through the cloud layer. This behavior is consistent with the decreasing mass flux and increasing cloud-averaged vertical velocities (below 1200 m).

Overall, the simulations tend to diverge more in their predictions of the turbulent structure as one moves upward through the cloud layer. Models disagree most just at the base of the trade inversion. At this level there tends to be significant scatter among simulated values of scalar and velocity variances, as well as higher moments. But there is also significant variation within the cloud layer. Comparing these fields with those predicted by the five-member UCLA ensemble indicates that the variability among simulations reflects real differences. The most striking disagreement between simulations tends to be between those with forward-in-time (and spatially upwinded) representations of momentum advection (DHARMA and UKMO-B) and the rest. But these differences may in part result because both the DHARMA and UKMO-B calculations produce substantially more stratiform cloud and thus develop a substantially more stratocumulus-like (larger  $\sigma_w$  and smaller  $S_w$ ) circulation at cloud top.

Some differences were so striking that results from different groups were not included in the ensemble averages. The DHARMA simulation produced estimates of SGS TKE that were an order of magnitude larger at the top of the cloud layer (i.e.,  $\epsilon \approx 3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) than those predicted by other simulations, and an order of magnitude smaller through the body of the boundary layer. Because the momentum advection in this model results

in some implicit dissipation, diagnostic estimates of quantities related to the explicit representation of dissipation may be less meaningful. In any case, including results from this model in estimates involving SGS TKE would have grossly overrepresented the spread among the simulations. Both the Royal Netherlands Meteorological Institute (KNMI) and Instituto Nacional Meteorologia (INM) simulations were excluded from the plots of  $\sigma_w^2$ . These simulations predicted subcloud maxima of 0.37 and 0.51, respectively. Although we have ruled out the possibility that these differences are due to a diagnostic error, we have made little progress in further isolating their cause. Whatever the cause of the disagreement, it is startling how little evidence there is of these differences projecting onto other fields.

The tendency of all the simulations to predict a pronounced local maxima in  $\sigma_w$  at  $z \approx 700$  m (i.e., in Fig. 4c) is consistent with the sense of the mean profiles and with the transition layer being more identifiable in the humidity field. Consistent with the forcings and the local gradients we find that temperature variances, as represented by  $\sigma_\theta$ , tend to be smaller, except at the top of the cloud layer where they are commensurate with  $\sigma_w$ . Figure 4c also indicates that those simulations that represent momentum advection using forward-in-time (and upwinded) schemes produce starkly different tracer variance fields. While such differences at the top of the cloud layer are consistent with the predictions of greater cloud fractions, the differences at cloud base are also substantial. Possible causes for these differences are explored in further detail in section 4a(1).

#### d. Snapshots and structures

Our discussion would not be complete without at least some snapshots of the flow field. Figure 5 is constructed from the final time of the UCLA-D simulation. The grid spacing in this calculation has been refined by a factor of 2 in the horizontal. The resulting statistics are similar to those from the UCLA-B calculation, but the snapshots are more pleasing to the eye. The flow from this calculation develops high cloud fractions ( $C = 0.97$  at the time of the snapshot). While this is uncharacteristically large compared to the lower-resolution simulations, it was chosen because it nicely illustrates the relationships between the cumulus layer and capping stratiform layer. Snapshots from similar simulations but with lower cloud fractions have also been analyzed, and the extent to which they differ from the results presented here is noted in our discussion below.

Figures 5a–c illustrate that the flow at 300 m is organized in streets roughly aligned with the wind (which is oriented at approximately  $210^\circ$  at this time). As one moves closer to the surface, the spacing between streets becomes progressively smaller. While there is still evidence of the streets at the top of the subcloud layer, they seem to break down into more plumelike structures associated with individual cumulus. The streets become

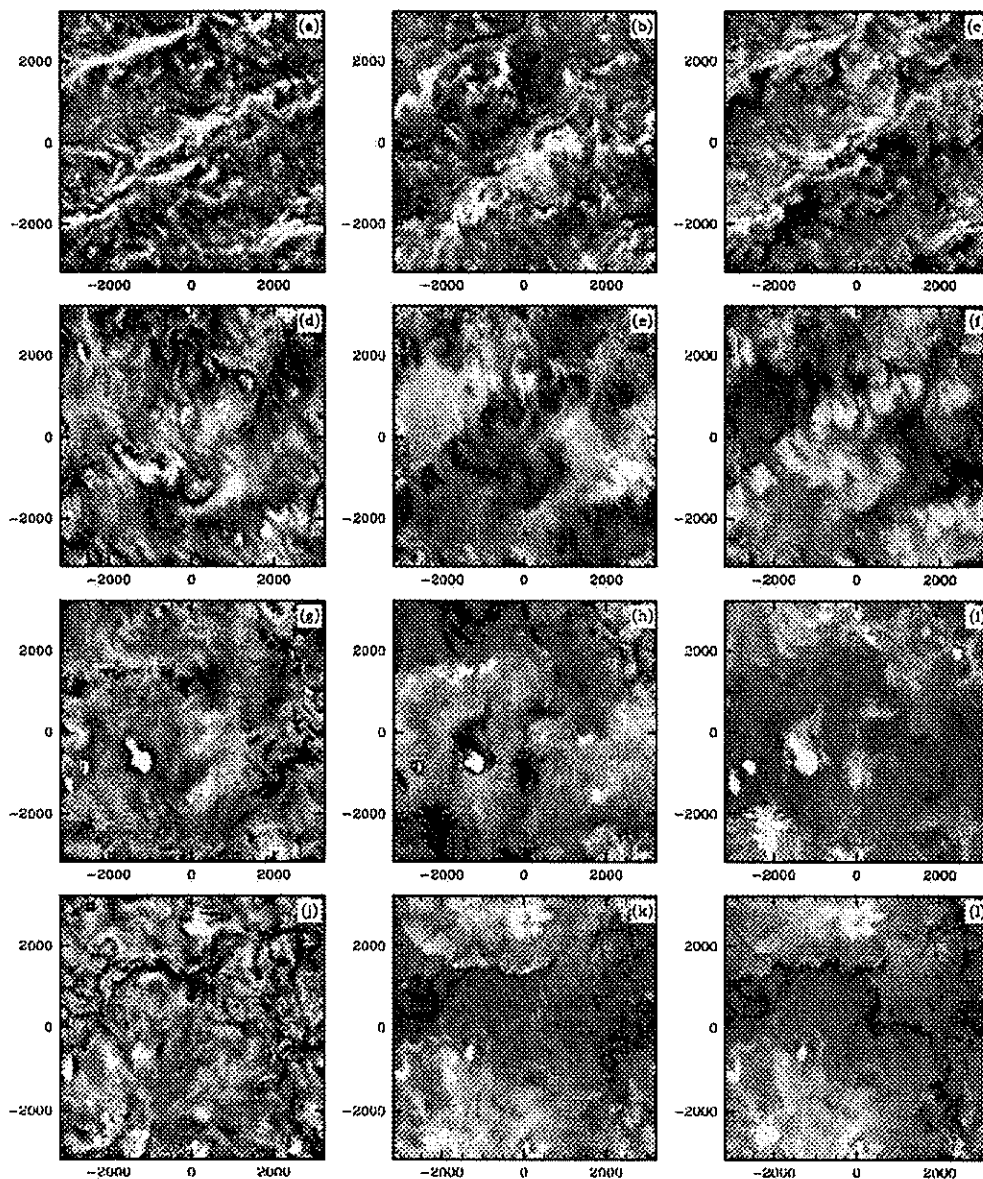


FIG. 5. Plan-view, raster-shaded snapshots of the UCLA-D calculation at  $t = 8$  h. (a)–(c) At 300 m, (d)–(f) at 720 m, (g)–(i) at 1100 m, (j)–(l) at 1400 m. Left column is  $w$ , center is  $\theta$ , and right is  $q$ . For some field  $\Phi$  the shading uniformly spans  $4\sigma_\Phi$ , with whiter shades indicating larger values. For  $|\Phi| > 2\sigma$ , the points are left unshaded, thus whitened areas ringed by black indicate  $\Phi < -2\sigma$  [such as in (h)].

increasingly less evident as one moves up through the cloud layer. At 1400 m, which is at the base of the stratiform cloud layer, there is arguably a single large-scale circulation being fed by several convective cells, which covers the entire domain. This is most evident in Figs. 5k–5l, which illustrate the  $\theta$  and  $q$  fields, respectively. The tendency to produce large-scale circulations is absent, or at least much less evident, in sim-

ulations that produce much more modest cloud fractions at the top of the cloud layer.

Flow visualization in the cloud layer (Figs. 5g–i) illustrates the degree to which cumulus turrets depart from the ambient flow. The stark presence of these turrets in both the scalar fields and in  $w$  reflects their efficiency in transporting heat and moisture. There is a strong correlation between the circulations in the cloud and sub-

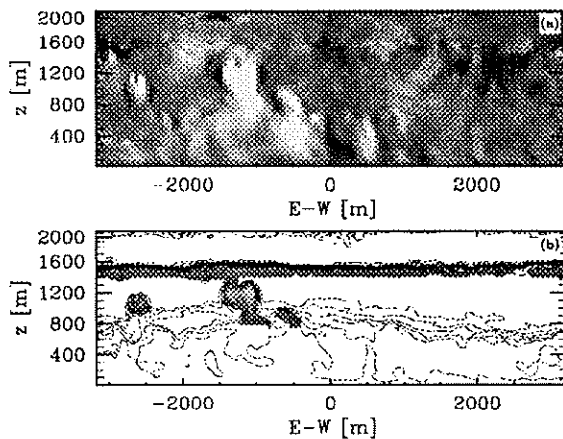


FIG. 6. The  $x$ - $z$  cross sections corresponding to Fig. 5 at  $y = -750$  m: (a) raster-shaded (as in previous figure) vertical velocity, and (b) contours of  $q$ , evenly spaced every  $0.5 \text{ g kg}^{-1}$  and liquid water shaded.

cloud layer, although the tilting of the convective cores out of the plane makes this hard to see simply by looking at vertical correlations in the  $w$  field in the plane. The connection between the cloud and subcloud layer is perhaps better illustrated in the cross-section plot (Fig. 6), although here too tilting out of the plane obscures the picture.

In addition to illustrating that the most convective elements are strongly rooted in the subcloud layer, Fig. 6 reinforces some previous findings. First, Fig. 6a further illustrates how the circulations in the cloud and subcloud layer differ. In the cloud layer intermittent structures dominate the transport. These events have large vertical velocities, are compensated by narrow regions of compensating flow in a sheath surrounding the clouds, and by gentle, rather larger-scale, subsidence throughout the surrounding domain—see, for instance, the region of dark shading (signifying downward motion) in the cloud layer at  $x = 2500$  in Fig. 6a. This is in contrast to the subcloud layer circulations, which are less intermittent, with updrafts and downdrafts being paired and commensurate in structure and intensity. Second, Fig. 6b illustrates the instantaneous structure of the transition layer. Its pronounced structure is clearly evident in the contour of the  $q$  field. A surprising and rather striking result is the extent of the vertical displacement of the transition layer; the upper contour of this layer varies over 400-m height (cf. the moisture contours at  $x = 0$ , which are being lifted in association with convection just to the left vs at  $x = 2500$  m where subsiding motion in the cloud layer compresses the transition layer).

#### e. Cloud layer diagnostics

As part of the standard diagnostics from the simulations, conditional averages in the cloud layer were

performed. The averages were conditioned on either a grid point being cloudy, or on what we call cloud cores, that is the subset of cloudy points in positively buoyant updrafts. Formally, the core average of some variable  $\psi(x, y, z, t)$  is defined as follows

$$\Psi_{cl}(z) \equiv \langle \psi | I > 0 \rangle, \quad (9)$$

where

$$I(x, y, z, t) = \begin{cases} 1 & q, w, \theta'_v > 0, \\ 0 & \text{otherwise,} \end{cases}$$

where in this one case angle brackets denote an average over horizontal surfaces and time, and  $\langle \psi | I \rangle$  should be read as the average of  $\psi$  conditioned on  $I$ . This method of sampling the flow is drawn from earlier work (e.g., Siebesma and Cuijpers 1995), and similarly we find that this latter form of sampling [represented by Eq. (9) above] is more effective than others sampling strategies we have tried. Figure 7 illustrates the results of this sampling for important thermodynamic fields.

The cloud-core points cover less than 4% of the domain at cloud base, with the area coverage decreasing through the lower half of the cloud layer. This view of the convective elements is consistent with our prior discussion of the skewed distribution of vertical velocities in the cloud layer. Overall the buoyant updrafts in the cloud make up between one-third and one-half of the cloudy points, with this fraction decreasing in the stratiform region.

Below 1100 m the conditionally averaged fields largely follow the pattern of previous analyses (e.g., Siebesma and Cuijpers 1995). That is thermodynamic fields tend to change linearly with height somewhat less steeply than the environmental values, vertical velocities increase with height, as does the buoyancy of parcels, while the mass flux follows the tendency of cloud coverage to decrease with height. Above 1100 m the effect of the stratiform layer becomes increasingly evident in the averages. As the sampling becomes increasingly affected by the stratiform layer an increasing fraction of the domain is sampled. That is, the relatively small-scale, radiatively driven circulations and their associated properties are increasingly projected onto conditional-average-based estimates of the cumulus properties. As a result the cloud averaged fields tend to be biased toward the environmental value above 1100 m.

We can revise our sampling criteria to more successfully sample circulations thought to be associated with the cumulus layer. If we more restrictively define the cloud core as those points where the liquid water content is at least half as large as would be expected in a nonentraining adiabatic parcel ascending from cloud base to the given level, we find that the effect of the stratiform layer is strongly mitigated. This more restricted definition of the cloud core (not shown) gives a view of the cloud layer that does not differ substantially from previous analyses of shallow cumulus layers

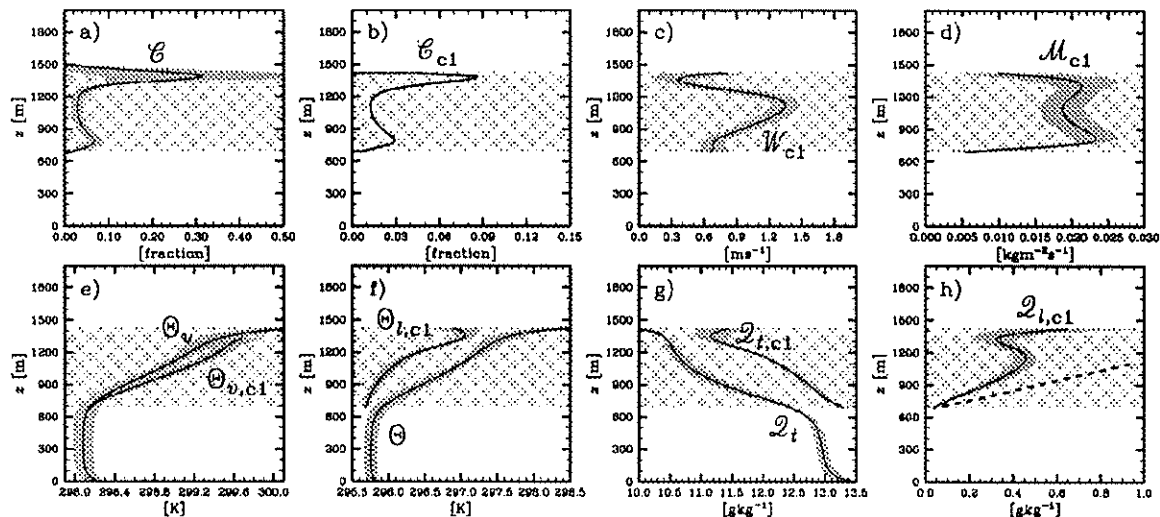


FIG. 7. Conditionally sampled cloud statistics: (a) cloud fraction; (b) cloud-core fraction; (c) cloud-core-averaged updraft velocity; (d) cloud-core mass flux; (e) cloud-core virtual potential temperature; (f) cloud-core  $\theta_i$ ; (g) cloud-core  $q_i$ ; (h) cloud-core  $q_i$ . For reference, mean profiles are also shown in (e)–(g), and in (h) the adiabatic liquid water content is also indicated by the dashed line. Results from the DHARMA calculation were not available for inclusion in (d)–(f).

without capping stratiform layers. This analysis suggests that the dynamical interaction between the stratiform layer and the cumulus layer may be secondary, and as a first approximation their respective dynamics can be considered to be independent of one another.

Last, we note the extent to which buoyant updrafts at cloud base reflect the surface properties (e.g., Figs. 7e–g). Figure 7g in particular shows that total water mixing ratios at cloud base are consistent with the environmental values at 100 m or below. This view of the clouds being rooted in the surface layer is confirmed by the flow visualization (e.g., Fig. 6b).

#### 4. Discussion

##### a. Further sensitivities

###### 1) RESOLUTION, NUMERICS, AND SGS MODELS

The UCLA and UKMO models were used to explore the sensitivity of the calculations to one's choice of numerical algorithms and SGS models as well as the size of the discretization mesh. In addition to the supplementary calculations listed in Table 2 a great variety of simulations (about 20) were performed using the UCLA model at standard resolution, but with minor changes to the SGS model or the numerics. By and large these calculations yielded few surprises. Thus, rather than attempting to systematically discuss them all we simply state our most important findings.

There is a clear tendency for cloud fraction  $C$  to increase as the numerical mesh is refined. This is evident in Table 2 as well as from plots of liquid water path (e.g.,  $\mathcal{L}$  in Fig. 8), which is a better (i.e., unbounded)

measure of stratiform cloud amount. Also evident in Fig. 8 is the tendency for cloud-base values of  $C$  to be rather similar among the simulations, which reflects the general trend for the sensitivities to be most pronounced at the top of the cloud layer. Because the SGS formulation in the UKMO calculations sets the filter scale  $\lambda$  proportional to the horizontal mesh size (i.e.,  $\lambda \propto \Delta x$ ), the factor of 5 refinement in the UKMO horizontal mesh corresponds to a factor of 5 refinement in  $\lambda$ . However, in the UCLA calculations  $\lambda \propto (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ , hence a factor of 2 refinement in the UCLA calculations only corresponds to a factor of 1.6 refinement in  $\lambda$ . For this reason we might expect the sensitivities in the UKMO calculations to be commensurately bigger; however, this only ends up being true for Fig. 8a.

Thus it is not surprising that (as shown in Fig. 8) the sensitivity of the calculations to the refinement depends in part on ones underlying numerical algorithms. The UCLA calculations with monotone scalar differencing are rather insensitive to the modifications in  $\lambda$ , indeed if one examined these results alone one might claim convergence. The results with centered differencing of scalars show a very sharp sensitivity (domain-averaged liquid water path is almost doubled in going from simulation B to D). Similarly, the UKMO simulations (which always maintain monotone scalar advection, but modify the momentum differencing) show that the calculations with forward-in-time (and upwinded) momentum are more sensitive (in this measure) to refinement. As we discuss later, part of the apparent sensitivity to different schemes is amplified by positive feedbacks associated with longwave radiative cooling at cloud top. Nonetheless, we show how, at least in this regime, ap-



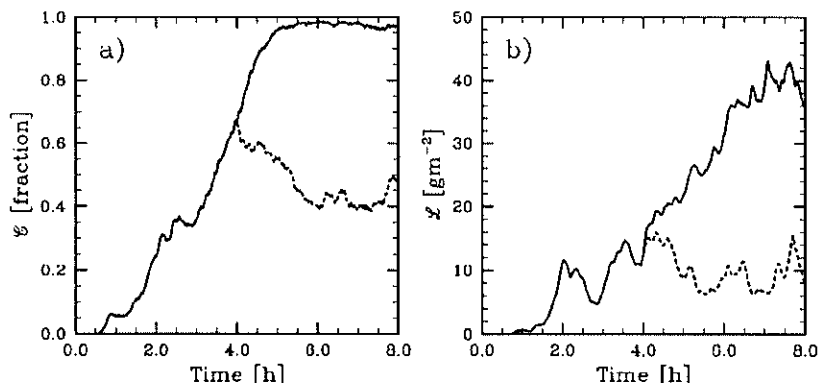


FIG. 9. (a) Time series of cloud fraction and (b) domain-averaged liquid water path for the UCLA-D (solid) calculation, and sensitivity run (short dashes) branched at 4 h with no radiative forcing.

0.21) by allowing it to respond to a reduction of the near-surface winds. This in turn led to less drag and smaller subcloud velocity deficits. As a result, near-surface winds and thermodynamic fluxes increased (e.g., surface buoyancy fluxes increased 36%) relative to the standard simulations.

Reductions in the value of  $u^*$  and increases in surface buoyancy fluxes (with little change in cloud-base height) lead to a more convectively driven subcloud layer. Over the last 3 h of the simulation,  $-h/L$  (where  $L$  is the Obukhov length) increased from 4 to 15 in response to the aforementioned changes. Flow analysis indicates that this change was sufficient to change the subcloud-layer turbulence structure from a streaklike to a more plumelike regime. A transition from boundary layer rolls to plumes is also observed in nature at similar values of  $-h/L$  (LeMone 1980).

#### 4) RADIATIVE FEEDBACK

How important is the radiative forcing in the development of the cloud layer? Figure 9 compares time series of cloud fraction and liquid water path from the UCLA-D calculation with those produced by a sensitivity calculation branched after 14 400 s. In the sensitivity calculation the interactive radiative forcing, as given by Eq. (6), was not applied. In response,  $C$  immediately declined, and equilibrated at a considerably reduced level relative to the control, and  $L$  also declined significantly. This result indicates that the development of a nearly overcast stratiform layer in the standard UCLA-D calculation can partly be attributed to a positive feedback involving longwave radiative cooling from the top of an incipient stratiform cloud layer. The tendency for shortwave radiative effects to offset longwave radiative forcings suggests that the observed diurnal cycle in cloud fraction can be largely explained through radiative effects.

Figure 2 suggests that mean liquid water paths tended

to range between 5 and 15  $\text{g m}^{-2}$  among the calculations. Across this range of values the radiative cooling at cloud top would approximately double, from 36 to 64  $\text{W m}^{-2}$ . Thus if certain choices in numerical algorithms were more favorable for stratiform cloud development, such differences can be greatly amplified by radiative processes. In simulations of clouds observed during BOMEX (SIE), wherein this feedback is removed, simulations by different groups tend to be in better accord. From this, we conclude that the development of a stratiform cloud layer at cloud top is very sensitive to radiative processes, and that this sensitivity amplifies otherwise smaller differences among the simulations.

#### b. Parameterization

##### 1) TOP HAT MODELS

One of the main motivations for this study was to explore whether parametric relationships, which were found to work well in other low cloud-fraction regimes, also described the behavior of cumulus clouds in this intermediate regime. In this regard there was a specific desire to test the generality of the findings by Siebesma and Cuijpers (1995). In that study they found that a mass-flux model well represents the simulated cloud layer, but that to do so commonly used parameters in the model had to be revised by an order of magnitude.

The mass-flux model they tested follows from the assumption that cloud-layer thermodynamics properties are distributed following a bi-delta distribution function. That is, they assume that the probability  $p$  of measuring the value  $\phi$  is

$$p(\phi) = a\delta(\phi - \phi_c) + (1 - a)\delta(\phi - \phi_e), \quad (10)$$

where  $\phi_c$  is the value of  $\phi$  averaged over all the convective elements,  $\phi_e$  is the mean value over the rest of the domain, and  $a$  denotes the fractional coverage of convective elements. If  $w$  is also described by such a

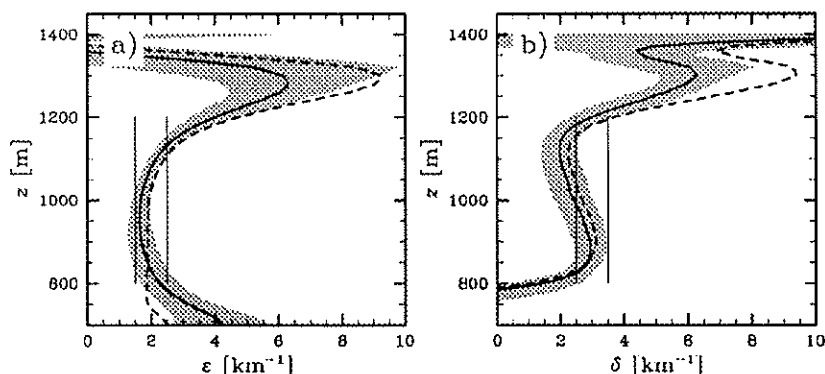


FIG. 10. Estimates of (a) fractional entrainment and (b) detrainment rates. Thick solid lines and shading are derived from  $q_r$  budget. Dashed lines are from  $\theta_r$  budget. Thin vertical lines indicate range of estimates from Siebesma (1998).

distribution, the flux for a resting mean state (i.e.,  $\bar{w} = 0$ ) is automatically given as

$$\bar{w}'\phi' = a w_c(\phi_c - \phi_e). \quad (11)$$

This is simply the product of the convective mass-flux  $M$  and the difference between convective and environmental properties.<sup>3</sup> Previous studies have found that such a model works well when convective elements are defined as those points that are both positively buoyant and cloudy, that is, what we call cloud-core points above.

Under the above assumptions, in the limit as  $a \rightarrow 0$  but  $M$  remains constant, we arrive at Tiedtke's (1989) mass-flux equations:

$$\frac{\partial M}{\partial z} = E - D, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \phi_c}{\partial z} = \frac{E}{M}(\bar{\phi} - \phi_c), \quad (13)$$

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}[M(\phi_c - \bar{\phi})]. \quad (14)$$

Here  $E$  and  $D$  stand for entrainment and detrainment, thereby representing the exchange of material properties across a contact surface separating the convective elements from the environment. Typically they are modeled as

$$E = \epsilon M, \quad D = \delta M, \quad (15)$$

where  $\epsilon$  and  $\delta$  are inverse length scales. These inverse length scales can be derived on the basis of auxiliary hypotheses (e.g., Siebesma 1998), although similarity arguments are often used to argue that they are universal

constants. Previous simulations suggest that  $\delta$  is systematically larger than  $\epsilon$  but that both are  $\propto (1/z_r)$ .

We can test this model: first, by evaluating whether or not  $\epsilon$  and  $\delta$  are robustly predicted by different simulations and are consistent with previous estimates; and second, by exploring the ability of Eqs. (12)–(15) to represent the dynamics of the simulations given cloud-base estimates of both  $M$  and  $\phi_c$ .

The results from the first test are shown in Fig. 10. Here  $\epsilon$  and  $\delta$  are diagnosed as

$$\epsilon = \frac{1}{\bar{\phi} - \phi_c} \left( \frac{d\phi_c}{dz} \right), \quad \delta = \epsilon - \frac{1}{M} \frac{dM}{dz}. \quad (16)$$

The above simple relations are consistent with Eqs. (12)–(13) and yield a rather accurate estimate of  $\epsilon$  and  $\delta$  [whose exact values can be calculated from rather more complicated relationships derived from cloud boundary budgets (e.g., Siebesma and Cuijpers 1995)]. For  $\phi \in \{\theta_r, q_r\}$  we find that through the bulk of the cloud layer  $\epsilon$  and  $\delta$  are relatively insensitive to their basis of diagnosis (i.e., whether they were derived from the  $\theta_r$  or  $q_r$  fields) and are also reasonably consistent with previous estimates. Disagreement between previous estimates and diagnoses become increasingly evident toward cloud top, but this is thought to reflect the effect of the radiatively driven stratiform layer.

For the second test we evaluate Eqs. (12)–(14) given  $\langle M \rangle$  and  $\phi_c = \langle (q_r)_c \rangle$  at 800 m and  $(\epsilon, \delta - 1) = 2 \text{ km}^{-1}$  as estimated from Fig. 10. The simple model is able to capture much of the flux of the cloud layer (e.g., Fig. 11). Reducing  $\epsilon$  by 25% but maintaining  $\delta - \epsilon = 1 \text{ km}^{-1}$  results in slightly improved agreement, particularly in the cloud profile in the lower part of the cloud layer. The disagreement between the mass flux and the cloud profiles in the upper part of the cloud layer predominantly reflects the failing of the cloud-core sampling. Refined sampling of the UCLA calculations (cf. section 3e) leads to profiles more like those predicted by the simple model.

<sup>3</sup> Technically, what we call  $M$  is the volume flux, while the mass flux is simply  $\rho M$ , but because we are considering effectively Boussinesq fluids the density does not enter into our derivations in any interesting way.



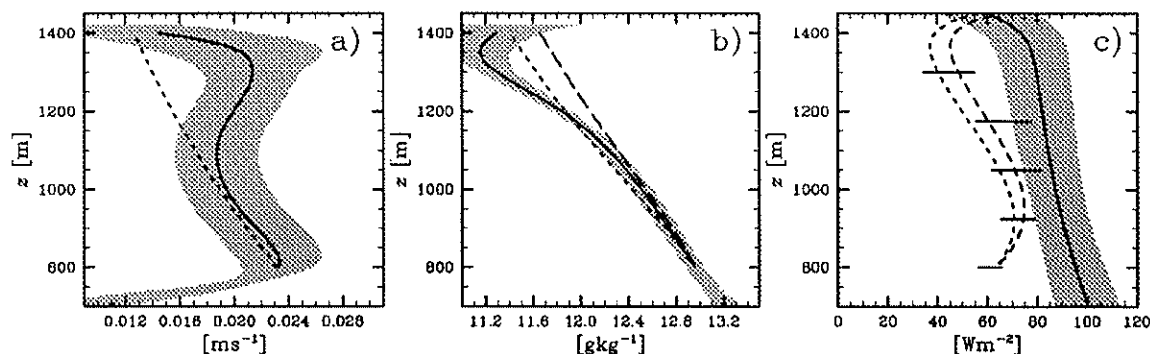


FIG. 11. (a) Mass flux, (b)  $q$ , in cloud, and (c)  $F_e$  from Eqs. (12)–(14). Solid banded lines show values derived from simulations. Estimates are for  $\delta - \epsilon = 1 \text{ km}^{-1}$ , with  $\epsilon = 2 \text{ km}^{-1}$  (dotted) and  $\epsilon = 1.5 \text{ km}^{-1}$  (dashed). Note that these yield identical predictions of  $\mathcal{M}$  in (a). (c) The directly calculated mass-flux estimate of the flux, which we estimate from conditionally sampled fields from the different simulations, is also shown by the horizontal bars at five heights (cf. Fig. 3).

The model could be further adjusted to capture even more of the flux (i.e., by reducing  $\delta$  relative to  $\epsilon$ ) although it is unclear to what extent such fine-tuning is warranted. Irrespective of fine-tuning the simple mass-flux model tends to predict fluxes that fall off too sharply with height. This, however, might not be a failing of the model itself, as it may simply suggest that local circulations play a significant role in carrying the flux in the vicinity of the developing stratiform layer.

Although the model well represents the fluxes this is not (as pointed out by Wang and Stevens 2000) necessarily a critical test of the underlying probability density functions (PDFs). Deviations of the actual PDFs from bi-delta distributions can be large, but need not project onto the flux. In this case the assumption of bi-delta PDFs can lead to large errors in estimates of the variance (where the Tiedke limit predicts zero variance), but a rather good model of the flux.

## 2) EDDY-DIFFUSIVITY MODELS

It is also instructive to interpret the simulations using a mixing length model of the fluxes, for example:

$$K_\Phi \equiv -\overline{w'\phi'} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^{-1}. \quad (17)$$

Here we diagnose the value of the exchange coefficient ( $K_\Phi$ ) necessary to relate the simulated fluxes of  $\Phi$  for  $\Phi \in (\Theta, Q, U, V)$ . As is evident in Fig. 12 only  $K_Q$  is well behaved throughout the layer.

Defining an exchange coefficient for  $\Theta$  (Note that because the cloud fractions are so small the differences between  $\theta_i$  and  $\theta$  tend to be negligible.) is more problematic. In the subcloud layer  $\partial\Theta/\partial z$  vanishes below the point where  $\theta'w'$  changes sign. This leads to a singularity in  $K_\Theta$ , similar to what is commonly found in cloud-free convective boundary layers (e.g., Ertel 1942;

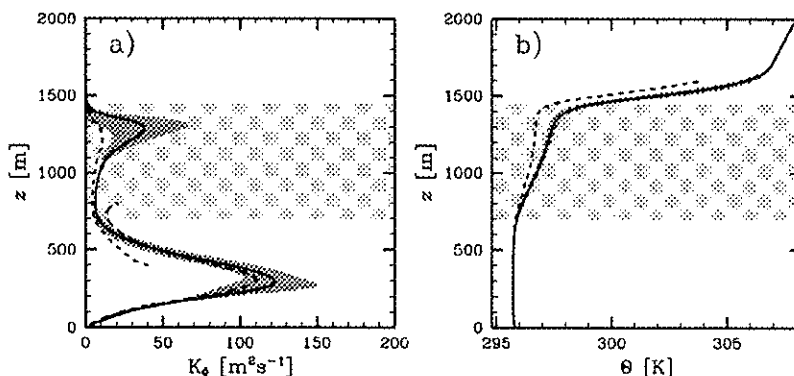


FIG. 12. (a) Implied exchange coefficients ( $K_\Phi$ ), for  $\Phi = Q$  (solid line and shading),  $\Phi = U$  (dashed), and  $\Phi = \Theta$  (short-dash). (b)  $\Theta(z)$  (solid),  $\hat{\Theta}$  (short-dash) where  $d\hat{\Theta}/dz \equiv -\overline{w'\theta'}/K_Q$ . Note that  $K_\Phi$  is the average of  $K_\Phi$ s implied by each simulation (excepting DHARMA, INM, and KNMI). The KNMI and INM results were not included because (consistent with the  $\overline{w'w'}$  biases by these models) their implied values of  $K_\Phi$  were much larger in the subcloud layer (with  $K_\Theta$  vanishing as low as  $z = 100 \text{ m}$ ). The DHARMA result was excluded because it predicted values of  $K_\Phi$  an order of magnitude larger at the top of the cloud layer.

Holtstlag and Moeng 1991; Wyngaard et al. 1991; and many others) over land. The exact point of the singularity varies among the simulations, so that  $\langle K_\Phi \rangle$  is undefined through a significant region of the subcloud layer. Away from the singularity  $K_\Phi$  behaves similarly to  $K_\Theta$ , although it is substantially smaller in the upper part of the cloud layer. That  $K_\Phi$  and  $K_\Theta$  are not identical in regions where  $K_\Phi$  is well defined is perhaps to be expected given the different flux geometries (i.e., the ratio of their bottom-up to top-down components) of the two scalars, the skewness of the flow, and previous results that suggest that in asymmetrically forced flows the mixing of scalars originating from either boundary is also asymmetric (Wyngaard and Brost 1984).

The singularity in  $K_\Phi$  is a well known and dramatic failing of the local model of the fluxes implied by Eq. (17). But is it really that significant? To put things in a different light we ask, given specified boundary fluxes, and using the  $K_\Theta$  profile to describe the mixing of all scalars, how much in error will the quasi-steady profile of  $\Theta$  be? The answer is given in Fig. 12b, where we plot the implied quasi-steady profile of  $\Theta$  alongside the consensus profile. Despite rather large differences between  $K_\Theta$  and  $K_\Phi$  in the subcloud layer, these differences have rather insignificant effects on the resultant profiles. The much more substantial error comes from attempting to carry the model through the cloud layer and into the trade inversion. Here not accounting for differences between  $K_\Phi$  and  $K_\Theta$  leads to a cloud layer that is too well mixed in  $\Theta$ .

We have also looked at the exchange coefficients for momentum. An exchange coefficient for the dominant component of the wind  $K_U$  is well behaved in the subcloud layer (dashed line in Fig. 12a) and commensurate with  $K_\Theta$ . But because the simulated profile of  $U$  has an extremum near 900 m while  $u'w'$  is positive definite,  $K_U$  behaves poorly in the cloud layer. The shape of the wind profiles, and in particular the extremum in  $U$  [which is also evident in observed wind profiles (Brümmer et al. 1974)], is a consequence of the rather inefficient mixing of momentum in the cloud layer, and the baroclinicity implied by the height variation of the geostrophic wind. Although the magnitude of this extremum is to some extent an artifact of our surface forcing, the previously discussed simulations (wherein  $u_*$  was allowed to vary freely) still retain this feature. Simulations of the dry-convective boundary layer efficiently mix momentum through the entire boundary layer, so if a local extremum develops, it does so at the top of the PBL where the momentum flux vanishes. We speculate that this difference accounts for the failure of the eddy-exchange model in our case, despite being able to represent the mixing in the baroclinic dry convective boundary layer (Brown 1996).

In summary our analysis suggests that a local model of the fluxes (even in the absence of nonlocal corrections) can be a reasonable approximation to the simulated subcloud layer, but that the failings of the model

become less tolerable in the cloud layer. Because the convective dynamics tend to relax the cloud layer to a state that is not effectively well mixed, our results suggest that using an exchange coefficient model of the fluxes through the entire boundary layer leads to significant imbalances in the heat and moisture profiles, and misrepresents the mixing of momentum above the subcloud layer. While some of the failings of the exchange coefficient model might be mitigated by accounting for the flux geometry and thereby constructing different profiles of  $K_\Phi$  for each  $\Phi$ , such a model will still not properly represent the mixing of momentum.

### 3) CLOSURE ASSUMPTIONS

Our previous analysis indicates that however one models the interior of convective layers, the boundaries of these layers are poorly represented. This has motivated recent attempts to couple (or match) boundary layer models to explicit and distinct parameterizations both at the surface, and in the entrainment layer (Beljaars and Viterbo 1998). In the intermediate trade wind boundary layer a matching or consistency condition is also demanded at cloud base. Conditions for both regions are discussed below.

#### (i) Cloud base: $z = h$

We find that  $h$  is remarkably stationary, irrespective of how it is defined. Indeed  $dh/dt \approx 2 \text{ mm s}^{-1}$ , which is on the order of the large-scale subsidence velocity and an order of magnitude less than the cloud-core volume flux (cf.  $\mathcal{M}$  in Fig. 7d). This difference suggests that to a good degree of approximation, the entrainment deepening of the subcloud layer is largely balanced by the evacuation of subcloud-layer mass by cumulus convection. Thus the assumption that  $\mathcal{M}$  at cloud base is simply that necessary to keep the subcloud-layer lifting condensation level  $z_{cl}$  at a fixed height (e.g., Albrecht et al. 1979) appears to be well supported by the simulations; although this might be an artifact of the rather constant ratio of surface heat to moisture fluxes, and the steadiness of the resultant circulations. During the daytime over land there are clear and pronounced diurnal variations in cloud-base height, and similar variations may occur over the ocean in rapidly evolving flows such as cold-air outbreaks.

#### (ii) Cloud top: $z = z_i$

In contrast to BOMEX, and other simulations of trade cumulus (e.g., Sommeria 1976, 1978; SIE), in the ATEX boundary layer most of the convergence in the moisture flux is confined to a very thin layer at the base of the trade inversion. This feature is evident in all the simulations, irrespective of stratiform cloud amount. It

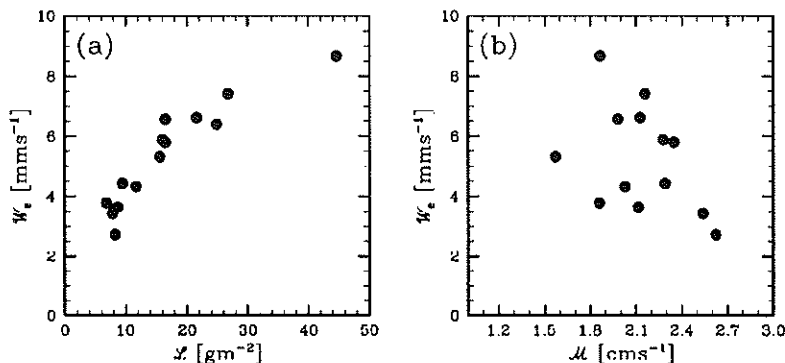


FIG. 13. Analyzed entrainment rates over the last 5 h of simulation vs (a) domain-averaged liquid water path and (b) maximum cloud-core volume flux below 1200 m. All simulations excepting UCLA-E from Table 2 are plotted.

probably results from the very strong capping inversion that confines the detrainment of all clouds to an effectively thin layer, but may also result from a slightly more conditionally unstable cloud layer. In any case the presence of a thin layer near cloud top, where the fluxes rapidly go to zero, motivates an interfacial analysis similar to that done for stratocumulus or cloud-free convective boundary layers. In this approach, the inversion is idealized as a jump so that fluxes across the inversion can be simply represented as the product of an entrainment velocity  $W_e$  and a jump  $\Delta\Phi$  denoting the change in some variable  $\Phi$  across the inversion.

Attempts to evaluate the behavior of  $W_e$  in the simulations are clearly hampered by the varying degree of cloudiness among the simulations. For instance, Fig. 13a suggests that the entrainment rates at cloud top and the stratiform cloud amount are tightly coupled. As  $L$  increases by a factor of 6,  $W_e$  increases by a factor of 4. In one sense this is counterintuitive. Should not enhanced entrainment of warm and dry air lead to a thinning of the cloud? Not necessarily. Because the increased entrainment is a result of enhanced radiative cooling, changes in the saturation deficit ( $q_i - q_s$ ) associated with entrainment warming and drying are offset by radiative cooling.

It is of interest (e.g., Wyant et al. 1997) to estimate how much, if at all, the cumulus clouds directly contribute to entrainment. The only way we can address this issue here is to attempt to try and subtract the stratiform effect out. If we assume that the influence of the stratiform layer is rather small for simulations where  $L < 10 \text{ g m}^{-2}$ , one can roughly attribute entrainment rates of  $2\text{--}3 \text{ mm s}^{-1}$  to the direct action of the cumulus clouds.<sup>4</sup> These entrainment rates are on the order of what one would expect from a similarly forced dry convective boundary layer extending to  $z_i$ . A simple parameterization of cumulus-induced entrainment is

$$\frac{W_e}{M} = A \left( \frac{b_s}{\Delta B} \right), \quad (18)$$

where  $\Delta B = (g/\Theta)[\Theta_v(z_i + \delta z) - \Theta_v(z_i - \delta z)]$  is the buoyancy jump across  $z_i$  and  $b_s$  is a measure of the cloud buoyancy. If we instead identify  $b_s$  with the convective available potential energy divided by the cloud depth, this parameterization is identical to that proposed by Wyant et al. (1997). Our analysis suggests that if Eq. (18) is indeed valid, and if  $b_s$  is taken as the buoyancy excess evident in Fig. 7e, then  $A$  is between 2 and 8.

Observations during ATEX indicate that  $z_i$  varied by approximately 400 m over the course of the diurnal cycle (Augstein et al. 1974). What caused this variation? The two most obvious possibilities include a diurnal variation in the entrainment rate (driven by the cycle of solar heating) or a diurnal variation in the large-scale vertical velocity field. In our simulations the development of a stratiform layer increases the entrainment rates by up to  $5\text{--}6 \text{ mm s}^{-1}$ . Thus during the night the enhanced entrainment associated with a more pronounced stratiform cloud layer might be able to explain a diurnal cycle in  $z_i$  of up to 200 m. Consequently, it appears that if the LES-derived entrainment rates are realistic, other processes must be invoked to explain the observed diurnal variation in  $z_i$ .

## 5. Concluding remarks

Our main points, and some that follow from them, are organized thematically below and discussed when possible in the context of the conceptual cartoon of Fig. 14.

### a. Basic structure of the intermediate regime

The simulations provide a basis for synthesizing the turbulent structure with the observed mean vertical structure and large-scale forcings in an intermediate trade wind boundary layer regime. They show that given

<sup>4</sup> Averaging only over the liquid water profile associated with the cumulus turrets (e.g., Fig. 3a) yields  $L \approx 6 \text{ g m}^{-2}$ .

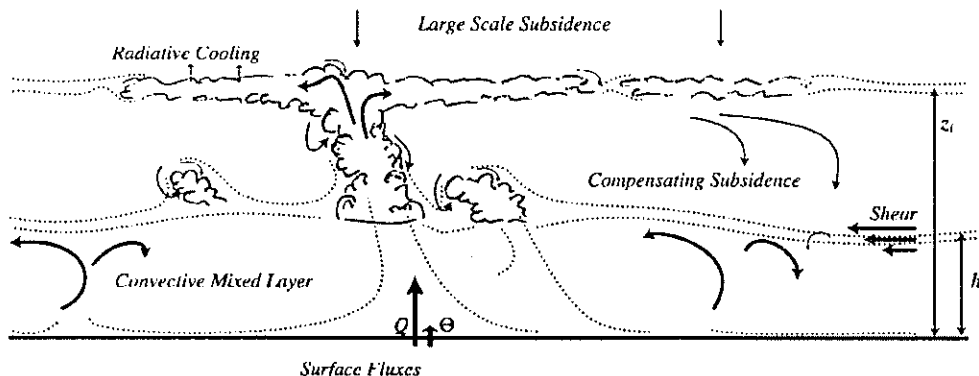


FIG. 14. Conceptual diagram of intermediate trade cumulus regime.

the observed forcings the observed thermodynamic state is compatible (or in balance) with the turbulent circulations that ensue. That is, the convective circulations that develop do not appreciably alter the mean vertical structure that was observed.

The convective circulation is distinctly organized in two main layers, an approximately 700-m-deep cumulus layer, rooted in a dry subcloud layer of approximately the same depth. Several sublayers are also identifiable: there is a detrainment layer around 1400 m in which stratiform clouds develop, a highly variable transition layer near cloud base, and a surface layer. The thermodynamic state in the PBL, extending from the surface and up to the thin stratiform layer, is effectively quasi-steady. By this we mean that the thermodynamic fluxes are approximately linear with height, and thus the shape of the mean profiles are stationary. Although the thermodynamic structure of the cloud and subcloud layers is tightly coupled, there are sharp differences in the accompanying turbulent circulations. As has been noted many times previously, mixed-layer scaling provides a good description of the subcloud-layer turbulence. The simulations even show some organization in the pattern of subcloud circulations (i.e., streaks vs plumes) according to empirically determined rules. The cloud-layer turbulent structure, on the other hand, is characterized by more skewed circulations. Almost all of the transport is carried out by buoyant elements within the cloud and which occupy  $<5\%$  of the domain. The clouds themselves are deeply rooted not just in the subcloud layer, but in the surface layer. For instance, conditionally sampled cloud-base properties have specific humidities commensurate with those found in the surface layer.

Statistically, the cumulus clouds are remarkably similar to those observed in other regimes—particularly in the lower part of the cloud layer. For the most part their mass flux decreases with height. Buoyancy excesses in the cloud are relatively small ( $\approx 0.2$  K) but increase with height. The specific humidity within the cloud is characteristic of some of the moistest air in the subcloud layer, while  $\theta_i$  is characteristic of some of the coolest.

The average value of  $q_i$  within convective cloudy elements tends to increase at about half its adiabatic value. In accordance with previous studies we note that the tendency of the mass flux is primarily a feature of an ensemble of clouds, and should not be interpreted as the tendency of any one cloud—whose fractional area might be more constant through its depth.

The principal differences between these simulations and previous ones are 1) the extent to which the cloud layer is in a quasi-steady state, and 2) the presence of a stratiform layer at the top of the cloud layer. Both differences seem to be the result of the relative strength of the trade inversion in the intermediate regime, which effectively caps all convective elements and inhibits entrainment drying. An alternative explanation that we have not explored is that the differences may be due also to the more conditionally unstable cloud layer in the current simulations (relative to their BOMEX counterparts). Regardless of the reason, efficient transport of moisture to the top of the cloud layer and the development of a stratiform cloud layer there promote local, radiatively driven, circulations, which in turn enhance mixing across the trade inversion and generate a better mixed upper cloud layer. These circulations are also less skewed and tend to be more reminiscent of stratocumulus.

#### b. Sensitivities and convergence

The simulations are ambiguous on the issue of sensitivities. Some aspects of the flow are remarkably robust, both across different simulations, and within a sequence of increasingly refined simulations based on a single algorithmic framework. The most apparent sensitivity of the simulations is their inability to give consistent predictions of stratiform cloud fractions. But there are others. For instance the sensitivity of  $\sigma_{q_i}(h)$  is vexing, and the sensitivity of the surface profiles suggests that surface energy budgets from different models may differ appreciably. Some of the more robust aspects of the simulations include their representation of the

lower cloud-layer dynamics, their prediction of convective scaling for the subcloud layer, and their representation of the differential mixing of the momentum in the cloud layer versus subcloud layer, respectively.

Different simulations disagree sharply on their prediction of stratiform cloud amount at the top of the cloud layer. This disagreement is real: ensembles of simulations produced by a single model predicted an order of magnitude less variability in this field than did an ensemble of different models. The inability of the models to duplicate estimates of cloud fraction is amplified by a positive feedback associated with the radiative forcing. The results clearly indicate that the development or breakup of stratiform cloud layers is the product of an intricate balance among large-scale forcings, turbulent dynamics, and the radiative forcings. Given both specified forcings and radiative algorithms, the deciding factor seems to be the numerical representation of the turbulent circulations. The effect of algorithmic differences (truncation errors if you will) persist even at relatively fine resolution. Moreover, apparent convergence in one set of calculations does not imply that another set of calculations, based on a different numerical framework, will also converge. Our results thus suggest that in this regime, and perhaps in any transitional regime, LES is at best a heuristic tool for evaluating the processes that govern the lifetime of stratiform cloud ensembles.

Another area of disagreement among the models is at the surface. Disagreements among simulations in this region of the flow is partly hidden because of the thinness of the surface layer, and because surface fluxes are often prescribed. However, most of the difference in surface fluxes among the models reflects differing predictions of the low-level wind structure. Thus the well-known difficulty in matching LES to the surface is evident in these simulations, and suggests that attempting to use LES to derive things like geostrophic drag coefficients might be problematic.

Despite the rather large variability in the statistics at the top of the cloud layer the simulations provide a rather consistent picture of the cumulus cloud layer itself. For instance, cloud-base mass fluxes, thermodynamic properties, and area fraction are all remarkably consistent. Among these quantities the greatest differences among the models is in terms of their predictions of mass fluxes; however, such differences appear small relative to our level of ignorance regarding how best to improve low-dimensional representations of processes such as those we are simulating here.

### c. Simple models

We have also attempted to use the information from the simulations to identify basic issues and test simple ideas associated with low-dimensional representations of the dynamics of the PBL. In general we find that mixing length models perform adequately in the subcloud layer. While their performance can be improved

by including nonlocal terms, this seems to be a secondary effect.

In the middle and lower portions of the cloud layer, mass-flux models are also found to adequately describe the transport of heat and moisture, although we have not tested mass-flux representations of momentum transport. The mass-flux approach fails to represent the dynamics at the top of the cloud layer in at least two respects. Neither the enhancement of the local circulation in response to developing stratiform layers nor the interaction of the convective elements with the trade inversion is properly captured by the simple model we tested.

Because the thermodynamics of the cloud layer and subcloud layer are so tightly coupled, either the mass-flux approach has to be generalized to allow its extension into the subcloud layer or matching rules must be formulated to link the two different approaches at cloud base. In any case, our work suggests that the most important question in ongoing attempts to model layers such as those described herein amount to what one might call interface rules. By interface rules we mean a set of rules (based on the bulk properties of the flow) that describe how to consistently match both the top of the cloud layer to the free flow, and the subcloud layer to the cloud layer. The simulations provide some hints as to how to proceed. They indicate that cumulus convection on its own entrains air across a sharp interface relatively inefficiently, and they also reaffirm the fact that the cumulus layer must be coupled to a convectively scaled subcloud layer.

The simulations also provide insight into the transition layer. For the flux geometries studied here moisture was transported more efficiently than heat in the cloud layer, and as a result the transition layer was more evident in  $q$ , than in  $\theta$ . This transition layer was also highly variable, both in thickness and in height—tending to be lower and thinner away from the convecting regions. Thus the results support the idea that moist convection limits itself in part through the modulation of the height and thickness of the transition layer. Increased convective fluxes demand more compensating downward motion in the cloud layer, which in turn inhibits the development of convection elsewhere. This negative feedback may also be part of the reason why some cloud-layer statistics [such as  $C(h)$ ,  $M(h)$ , etc.] are relatively robust across simulations. Last, the transition layer should be seen as a consequence of internal turbulent dynamics, and thus to impose it as an initial condition is neither necessary nor (in retrospect) warranted. The same might be said of the trade inversion, but the time-scales of its development are sufficiently long so as to leave us with little choice.

### d. Further research

One goal of this intercomparison is that by documenting the basic structure and sensitivities in the sim-

ulated regime we can help guide future research, including field studies. One of the key scientific questions we had hoped to address in this study remains outstanding, namely, what relationship exists between cloud fraction and the mean state?

Because of substantial doubt regarding the fidelity of LES on this question, it is hoped that progress can be made on other fronts. In particular we envision that long-term field studies will incorporate remotely sensed cloud fields, in situ measurements of atmospheric vertical structure, and measurements of surface fluxes. Because of the subtlety involved, measurements from a site that do not appreciably disturb the flow are of paramount importance. As discussed by Stevens and Lenschow (2001) this strategy is based on the belief that statistical relationships based on carefully chosen and measured data derived from long-term sampling (perhaps from an inactive oil platform or a large moored buoy?) will be most useful in constraining the simulations. Such a measurement strategy is also well suited to further questions raised by the simulations. For instance,

- Can the simulations predict observed transitions from streaks to plumes with any degree of precision?
- To what extent can the simulations predict the cloud population statistics in the cloud layer?
- Are the statistics of the simulated transition layer (and the joint surface and transition layer statistics) in accord with those observed?

Yet a further advantage of such an approach is that it could provide a valuable dataset for the calibration of a new generation of space-borne cloud sensors such as CloudSat and PICASSO-CENA.

**Acknowledgments.** This work was supported in part by NSF Grant ATM-9985413. Phases of this project also benefited from support by the Alexander von Humboldt Foundation, the Advanced Study Program of NCAR, the World Climate Research Program, and European Union Project ENV4-CT95-0107. The comments of C. S. Bretherton, S. A. Klein, and three anonymous reviewers substantially improved the manuscript. The authors are especially grateful to the Instituto Nacional Meteorologia for graciously hosting the workshop. Last, we would like to emphasize that the results presented herein, as well as results from individual simulations, are available in electronic form upon request.

#### REFERENCES

- Ackerman, A. S., O. B. Toon, and P. V. Hobbs, 1993: Dissipation of marine stratiform clouds and collapse of the marine boundary layer due to the depletion of cloud condensation nuclei by clouds. *Science*, **262**, 226–229.
- , —, D. E. Stevens, A. J. Heymsfeld, V. Ramanathan, and E. J. Welton, 2000: Reduction of tropical cloudiness by soot. *Science*, **288**, 1042–1047.
- Albrecht, B. A., 1989: Aerosols, cloud microphysics and fractional cloudiness. *Science*, **245**, 1227–1230.
- , 1991: Fractional cloudiness and cloud-top entrainment instability. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1519–1525.
- , A. K. Betts, W. H. Schubert, and S. K. Cox, 1979: A model of the thermodynamic structure of the trade-wind boundary layer. Part I: Theoretical formulation and sensitivity tests. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 90–98.
- Augstein, E., H. Riehl, F. Ostapoff, and V. Wagner, 1973: Mass and energy transports in an undisturbed Atlantic trade-wind flow. *Mon. Wea. Rev.*, **101**, 101–111.
- , H. Schmidt, and F. Ostapoff, 1974: The vertical structure of the atmospheric planetary boundary layer in undisturbed trade winds over the Atlantic Ocean. *Bound.-Layer Meteor.*, **6**, 129–150.
- Beljaars, A., and P. Viterbo, 1998: Role of the boundary layer in a numerical weather prediction model. *Clear and Cloudy Boundary Layers*, A. A. M. Holtslag and P. G. Duynkerke, Eds., Elsevier, 287–304.
- Brown, A. R., 1996: Large-eddy simulation and parameterization of the baroclinic boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **122**, 1779–1798.
- Brümmer, B., E. Augstein, and H. Riehl, 1974: On the low-level wind structure in the Atlantic trade. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **100**, 109–121.
- Duynkerke, P. G., and Coauthors, 2000: Intercomparison of three- and one-dimensional model simulations and aircraft observations of stratocumulus. *Bound.-Layer Meteor.*, **92**, 453–487.
- Ertel, H., 1942: Der vertikale Turbulenz-Wärmestrom in der Atmosphäre. *Meteor. Z.*, **59**, 250–253.
- Garstang, M., and A. K. Betts, 1974: A review of the tropical boundary layer and cumulus convection: Structure, parameterization, and modeling. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **55**, 1195–1205.
- Holtslag, A. A. M., and C.-H. Moeng, 1991: Eddy diffusivity and countergradient transport in the convective atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1690–1698.
- LeMone, M., 1980: The marine boundary layer. *Proc. Workshop on the Planetary Boundary Layer*, Boulder, CO, Amer. Meteor. Soc., 182–231.
- Riehl, H., C. Yeh, J. S. Malkus, and N. E. LaScur, 1951: The north-east trade of the Pacific Ocean. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **77**, 598–626.
- Schmidt, H., and U. Schumann, 1989: Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations. *J. Fluid Mech.*, **200**, 511–562.
- Siebesma, A. P., 1998: *Shallow Convection*. Vol. 513, *Buoyant Convection in Geophysical Flows*, Kluwer Academic, 441–486.
- , and J. W. M. Cuijpers, 1995: Evaluation of parametric assumptions for shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 650–666.
- Sommeria, G., 1976: Three-dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade wind boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 216–241.
- , 1978: Direct testing of a three-dimensional model of the planetary boundary layer against experimental data. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 25–39.
- Stevens, B., and D. H. Lenschow, 2001: Observations, experiments, and large eddy simulation. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **82**, 283–294.
- Stevens, D., and C. S. Bretherton, 1997: A new forward-in-time advection scheme and adaptive multilevel flow solver for nearly incompressible atmospheric flow. *J. Comput. Phys.*, **129**, 284–295.
- Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1779–1800.
- , W. A. Heckley, and J. Slingo, 1988: Tropical forecasting at ECMWF: The influence of physical parametrization on the mean

- structure of forecasts and analyses. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 639–964.
- von Ficker, H., 1936: Die Passatinversion. Veröffentlichungen des Meteorologischen Institutes der Universität Berlin, Vol. 1, No. 4, 33 pp.
- Wang, S., and B. Stevens, 2000: Top-hat representation of turbulence statistics in cloud-topped boundary layers: A large-eddy simulation study. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 423–441.
- Wyant, M. C., C. S. Bretherton, H. A. Rand, and D. E. Stevens, 1997: Numerical simulations and a conceptual model of the stratocumulus to trade cumulus transition. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 168–192.
- Wyngaard, J. C., and R. A. Brost, 1984: Top-down and bottom-up diffusion of a scalar in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 102–112.
- , C.-H. Moeng, and J. Weil, 1991: Parameterizing turbulent diffusion in the atmospheric boundary layer. *Studies in Turbulence: In Recognition of Contribution by John Lumley*, T. Gatski, C. Speziale, and S. Sarkar, Eds., Springer-Verlag, 3–16.
- Yin, B., and B. Albrecht, 2000: Spatial variability of atmospheric boundary layer structure over the eastern equatorial Pacific. *J. Climate*, **13**, 1574–1592.

## A Large-Eddy Simulation Intercomparison Study of Shallow Cumulus Convection

A. PIER SIEBESMA,<sup>\*</sup> CHRISTOPHER S. BRETHERTON, ANDREW BROWN, ANDREAS CHLOND,<sup>#</sup> JOAN CUXART,<sup>&</sup> PETER G. DUYNKERKE,<sup>†</sup> HONGLI JIANG,<sup>‡</sup> MARAT KHAIROUTDINOV,<sup>§</sup> DAVID LEWELLEN,<sup>##</sup> CHIN-HOH MOENG,<sup>&‡</sup> ENRIQUE SANCHEZ,<sup>††</sup> BJORN STEVENS,<sup>‡‡</sup> DAVID E. STEVENS,<sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup> *Royal Netherlands Meteorological Institute (KNMI), De Bilt, The Netherlands*  
<sup>†</sup> *Department of Atmospheric Sciences, University of Washington, Seattle, Washington, USA.*  
<sup>‡</sup> *Met Office, Bracknell, United Kingdom.*

<sup>#</sup> *Max-Planck Institute für Meteorologie, Hamburg, Germany.*

<sup>&</sup> *Dpt. de Física, Universitat de les Illes Balears, Palma de Mallorca, Spain.*

<sup>†</sup> *Institute for Marine and Atmospheric Research, Utrecht, The Netherlands.*

<sup>‡</sup> *Department of Atmospheric Science, Colorado State University, Ft Collins, CO, USA.*

<sup>##</sup> *West Virginia University, Morgantown, WV, USA.*

<sup>&‡</sup> *National Center for Atmospheric Research, Boulder, CO, USA.*

<sup>††</sup> *Instituto Nacional de Meteorología, Madrid, Spain.*

<sup>‡‡</sup> *Department of Atmospheric Sciences, University of California Los Angeles, California, USA*

<sup>\*\*</sup> *Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, CA, USA.*

(August 12 2002)

### ABSTRACT

This paper reports an intercomparison study on undisturbed trade wind cumulus convection under steady state conditions as observed during the Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment (BOMEX) with 10 large-eddy simulation (LES) models. A main objective of this study is to obtain a quantitative assessment of the quality of the turbulent dynamics for this type of boundary layer clouds as produced by the different LES codes. A six-hour simulation shows excellent model-to-model agreement of the observed vertical thermodynamical structure, reasonable agreement of variances and turbulent fluxes, and good agreement of quantities conditionally sampled within the model clouds such as cloud cover, liquid water and cloud updraft strength. In the second part of the paper this LES data set is used to evaluate simple models that are used in parameterizations of current General Circulation Models (GCM's). Finally, the relation of this work to subsequent LES studies of more complicated regimes is discussed and guidance is given for the design of future observational studies of shallow cumulus boundary layers.

### 1. Introduction

Shallow cumulus convection plays a crucial role in determining the vertical thermodynamic structure of the atmosphere and influences the large-scale circulation in both the tropics and mid-latitudes. It intensifies the vertical turbulent transport of heat, moisture and momentum, and as a result deepens the cloudy boundary layer and enhances significantly the surface evaporation, especially above the oceans (Tiedtke et al. 1988). It is therefore important to understand the dynamics of this type of convection if we are to incorporate its essential features into parameterizations for large-scale models.

In terms of climate the most important role of the cloud layer and its associated turbulent circulations is in buffering interactions between the surface and free

atmosphere. The presence of cumuli changes the air-sea thermodynamic and momentum fluxes, the lower-tropospheric thermodynamic and wind profiles, the capping inversion depth, and radiative transfer between the surface and free troposphere. Two key issues in understanding and parameterizing the shallow cumulus layer are (1) what regulates the flux of subcloud air into the cloud layer, and (2) the nature of the mixing processes between the clouds and their environment. For instance, entrainment of dry air into the cumulus clouds and detrainment of cloudy air determine cloud top height, and in the end (given the influx of the subcloud air at cloud base) the properties of the cloud layer itself.

Past field campaigns have only given limited clues with respect to the above mentioned issues. Because of the difficulties in obtaining some critical quantities from observations, investigators have turned to the development of synthetic (or pseudo) data sets based on large-eddy-simulation (LES). In addition to acting as a surrogate for real data, LES is useful to help clarify the-

<sup>\*</sup> *Corresponding author address:* A. Pier Siebesma, Royal Netherlands Meteorological Institute (KNMI) P.O. Box 201, 3730 AE De Bilt, The Netherlands. email: siebesma@knmi.nl

<sup>†</sup> Deceased January 18, 2002



oretical issues that help target and focus subsequent observational campaigns.

Sommeria (1976) pioneered the use of LES to study the cumulus-topped boundary layer. Various LES studies of shallow cumulus cases have been reported since then (Sommeria and Lemone 1978; Beniston and Sommeria 1981; Bougeault 1981; Nicholls et al. 1982; Cuijpers and Duynkerke 1993; Siebesma and Cuijpers 1995). For the most part these studies have been used to fill in missing details from the observational studies, rather than as a basis for designing new field campaigns. And while such an approach has considerably aided our understanding of the cumulus topped boundary layer, the robustness of the results from previous studies is open to question; largely because studies of cloud regimes by a single model run the risk of being influenced by model bias. To address this issue in the past the LES community has undertaken a series of intercomparison studies to evaluate the robustness of the technique for different boundary layer regimes. These studies have helped identify strengths and weaknesses of the technique and have suggested avenues for subsequent research. For cloudy boundary layers intercomparisons of this type have been organized by the GCSS-WG1 [GEWEX (Global Water and Energy Experiment) Cloud System Studies Working Group One], and prior to this study the focus was primarily on stratiform boundary layer clouds (Moeng et al. 1996; Bechtold et al. 1996; Bretherton et al. 1999). More recently, GCSS-WG1 has turned its attention to the shallow cumulus regime, with a series of case studies designed to clarify the dynamics of shallow cumulus, and the ability of LES to elucidate these dynamics.

This paper reports on the first of three LES intercomparison studies of shallow cumulus convection by the GCSS-WG1. Because this intercomparison study was the first one on shallow cumulus convection, our objective in selecting a case was to keep it simple, yet realistic. Moreover it was desirable to simulate cases which formed the basis of previous studies. In view of these issues we selected the undisturbed period of phase 3 of the Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment (BOMEX) (Holland and Rasmusson 1973) as the basis for the intercomparison. This is a trade wind cumulus case whose behavior was observed to be remarkably steady, and for which there were no apparent complications from precipitation or meso-scale circulations. Initial vertical profiles derived from the observations are illustrated in Fig. 1. Other forcings (i.e., surface fluxes, subsidence and prescribed cooling and drying representing the effect of large-scale processes), and details of the case specification are close to previous simulations of this case (cf., Siebesma and Cuijpers 1995), and are fully described in Appendix B. Overall the case specification

represents a typical trade wind regime.

This intercomparison is based on simulations by ten groups whose models are described in Appendix A; most have been active in other GCSS intercomparison studies. The key issues we address are: (i) the extent to which the simulation ensemble consistently and realistically represents the cloud and subcloud layer structure; and (ii) the ability of simple theoretical models to represent the dynamics of the simulated cloud layer. We make little effort to attribute specific differences among simulations to algorithmic details. Previous studies (and our preliminary analyses) suggested that such efforts are only instructive when performed by a single model whose algorithms are successively modified.

Although the second objective of this study, parameterization evaluation, is clear, the first is rather more subtle. Given the fact that the BOMEX case has large-scale forcings whose net effect is to essentially compensate the integrated effect of the surface fluxes and radiative forcings, such an evaluation might even seem trivial. However, evaluating whether LES can produce realistic turbulent circulations so as to maintain the observed structure of the boundary layer in the face of the competing forcings provides a *critical* test of the method — one that LES of other important regimes (i.e., stratocumulus, and the stable boundary layer) and many simpler models fail.

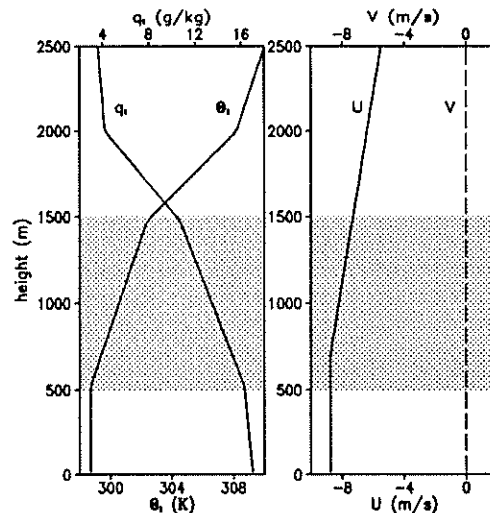


FIGURE 1: Initial profiles of the total-water specific humidity  $q_t$ , the liquid water potential temperature  $\theta_l$  and the horizontal wind components  $u$  and  $v$ . The shaded area denotes the conditionally unstable cloud layer.

## 2. Ensemble Representation of Cloud-Topped Boundary Layer

To understand why we characterize our first objective as a basic and critical test of the LES, consider the area averaged budget equations for heat, moisture and momentum in the absence of precipitation. It can be split formally into two parts: 1) a part calculated by the LES codes resulting from scales smaller than the computational domain and 2) a large-scale forcing part that needs to be prescribed or parameterized<sup>1</sup> resulting from scales larger than the domain size of the model. Schematically this can be written as

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} = \left( \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} \right)_{model} + \left( \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} \right)_{forcing} \quad (1)$$

where overbars denote a spatial average over a horizontal slab of the computational domain and  $\phi = \{\theta_t, q_t, u, v\}$  indicates one of the prognostic variables, i.e. the liquid water potential temperature, the total water specific humidity and the horizontal velocity components. Note that although the vertical velocity component  $w$  is also a prognostic variable, it has no large-scale forcing and thus is not relevant to this discussion.

The first term on the rhs of (1) is just the turbulent flux divergence term as calculated by the LES codes

$$\left( \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} \right)_{model} = - \frac{\partial \overline{w' \phi'}}{\partial z} \quad (2)$$

where the primes denote grid box deviations from the horizontal slab average. Note that because  $\theta_t$  and  $q_t$  are invariant under phase changes no additional source terms appear in (2). Also note our notation assumes the Boussinesq approximation in that density dependencies are dropped. Although some models do make use of the anelastic approximation, and are analyzed in this light, for clarity our exposition is in terms of a Boussinesq fluid.

The second term on the rhs of (1) represents just the forcing terms due to large-scale processes:

$$\left( \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} \right)_{forcing} = -\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{\phi} - \bar{w} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} + Q_{\phi}. \quad (3)$$

The first two terms on the rhs decompose the advective tendencies by the large-scale flow into their respective horizontal and vertical components; note that  $\mathbf{v} \equiv (u, v)$  denotes the horizontal wind vector. The last term is an additional forcing that is variable dependent. For

instance  $Q_{\theta_t} = Q_r$  denotes forcing by radiative heating,  $Q_{q_t}$  is zero, and  $Q_u$  and  $Q_v$  represent the effect of large-scale pressure gradients and are parameterized as  $f(\bar{v} - v_g)$  and  $-f(\bar{u} - u_g)$  respectively, where  $(u_g, v_g)$  denotes the prescribed geostrophic wind and  $f$  is the Coriolis frequency. To assure that all the models use the same forcing at the surface, we also prescribe the surface fluxes with observational values. Special care has been taken to assure that the surface fluxes are balanced by the vertically integrated prescribed large-scale forcings and radiative cooling. The precise values of these forcings can be found in Appendix B.

Given this framework our critical question can be rephrased: given a prescription of the forcing terms in (3), can the LES flow-field which arises from the forcings redistribute sensible heat and moisture in such a way that the mean profiles remain consistent with the observations?

### a. Time Varying Statistics

We begin by examining the time evolution of select macroscopic quantities: total cloud cover, liquid water path (LWP) and the vertical integrated turbulent kinetic energy (TKE) which are shown in Fig. 2. The total cloud cover is defined as the fraction of vertical columns that contain cloud water and is therefore identical to the cloud cover that would be observed ideally by satellite.

From the total cloud cover we can conclude that all models are clearly in a spin-up period during the first two hours; initially there is no resolved-scale turbulence that can generate sufficient horizontal variability in temperature and humidity to create clouds, i.e. saturated grid boxes. After half an hour the first clouds are generated. Since this first "wave" of clouds is generated simultaneously, it creates a strong peak in the cloud cover. After one eddy turnover time (approx. 30 minutes) these clouds evaporate roughly simultaneously causing a minimum in the cloud cover after approximately one hour of simulation. This collective behavior of the cloud ensemble is an unwanted spin-up behavior that has to be excluded from further analyses.

During the last 3 hours all the simulations produce a total cloud cover which maintains a rather low value with little evidence of a secular trend. Means over the last three hours range from a low of 8% for the UCLA to a high of 17% for the NCAR model, with other models more or less equally distributed between these two limits. Although the spread is 50 % of the ensemble mean (which is 13%), these are relatively small changes when compared to the range of possible values. Moreover, several participants tried to change resolution, subgrid formulation (e.g. Brown (1999b)), and/or the initial and

<sup>1</sup>We distinguished between prescribed and parameterized forcings, the latter depending on the state of the flow.

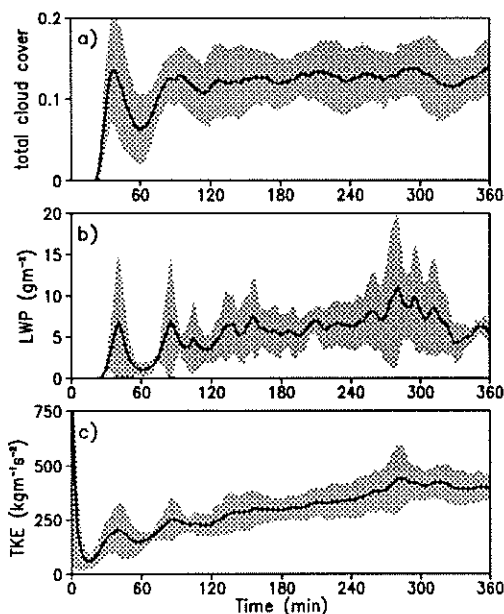


FIGURE 2: Time series of a) the total cloud cover b) the vertically integrated liquid water path and c) the vertically integrated TKE. The solid lines indicate a mean over all model results. The band around this mean has a width of twice the standard deviation of the results of all participating models

boundary conditions in order to study the robustness of this low cloud cover. For instance, surface fluxes were doubled, subsidence was switched off and the subcloud layer was made more humid. None of these changes resulted in situations with a total cloud cover beyond about 25%.

Although the basic dynamics in this regime clearly organizes the circulations in such a way as to maintain relatively small areas of convection (e.g., Bjerkness 1938; Asai and Kasahara 1967), the exact value of cloud cover does appear sensitive to details of the simulation. Exactly what controls the variation in cloud cover among the different simulations is not well understood. A re-run with the KNMI model using a monotonic advection scheme instead of a central difference scheme caused a systematic decrease of the cloud cover from 15% to 11%. A possible explanation is that monotone advection schemes are usually more diffusive than central difference advection schemes, which can cause a stronger erosion of especially smaller clouds that result in lower cloud cover. Indeed the models using central difference advection schemes produce on average a larger cloud cover than the models with more diffusive monotone advection schemes. This however is not the whole story, the MPI model which had one of the higher cloud frac-

tions also used monotone advection for the vertical advection of scalars — clearly more work is necessary in this regard.

Vertically integrated TKE (see Fig.2) increases steadily with time in all the simulations. A long time integration of 20 hours with the KNMI model shows that this increase continues and levels off only after 12 hours at a value of  $600 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ . This behavior appears to be related to mesoscale fluctuations in  $u$  and  $v$  which increase with time until these fluctuations have the same spatial size as the horizontal model domain. An interesting LES study of this behavior in the dry convective boundary layer (Jonker et al. 1999a) shows that these fluctuations are most evident for passive scalars and horizontal winds, but are not evident for  $w$  or covariances of scalars with  $w$ . Another LES study (Jonker et al. 1999b) of the cloud topped boundary layer shows that the average size of the cumulus clouds are increasing with time while the mean cloud cover remains constant with time. This is another illustration that the system is in a steady state as far as the horizontal mean variables but can develop larger fluctuations in some variables and hence larger variances. Therefore care has to be taken with an analysis of variance. For this reason most of our subsequent analysis is based on fields which do not suffer from these problems, such as vertical velocity statistics and turbulent fluxes.

#### b. Time Invariant Statistics

The most direct comparison between the simulated and the observed state is provided by the mean vertical profiles of potential temperature and specific humidity. Figure 3 shows the horizontal-mean profiles of  $\theta$  and  $q_i$ , averaged over last hour of the simulation. (Note that because,  $\bar{q}_i$  is relatively small,  $\bar{\theta} \approx \bar{\theta}_i$  and  $\bar{q}_v \approx \bar{q}_i$ .) All models maintain well the initial structure with a well-mixed subcloud layer, a conditional unstable layer and an inversion in agreement with the observed steady state. The total tendencies for temperature and specific humidity over the last 3 hours are typically of the order  $1 \text{ K day}^{-1}$  and  $1 \text{ g kg}^{-1} \text{ day}^{-1}$ . We can therefore conclude that all models are able to reproduce the observed steady state, especially if we take into account the uncertainty of the observed initial profiles and large-scale forcings.

The variation among the models is much larger for the mean liquid water content which is understandable because for the present low cloud-cover case this depends strongly on a relatively few grid points that are saturated. This illustrates the difficulty in simulating cloud cover. The mean winds (see Fig. 3) are still evolving in time, especially in the subcloud layer. This evolution is con-

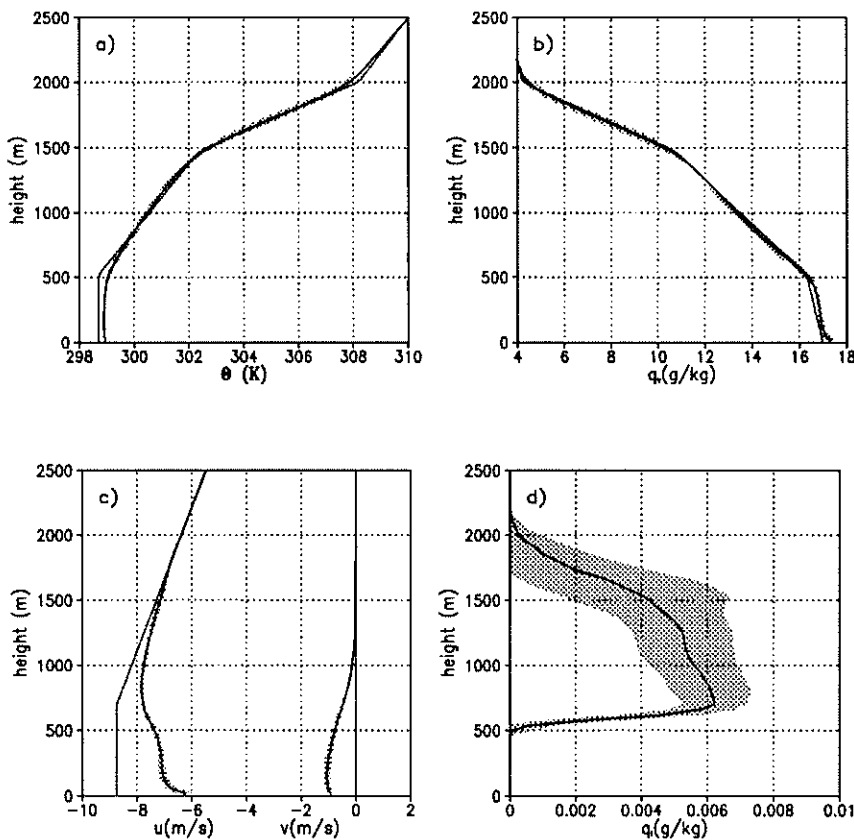


FIGURE 3: Mean profiles averaged over the last hour of: a) potential temperature  $\theta$ , b) water vapor specific humidity  $q_v$ , c) the horizontal velocity components and d) the liquid water  $q_l$ . The solid lines indicate the average and the band is a width of twice the standard deviation of the participating models. The dashed lines indicate the initial profiles.

sistent with long inertial timescales and the fact that most substantial departures from the geostrophic wind are in this layer.

Although averaging over the last hour is sufficient for low-order statistics, we have found a longer averaging time is needed for higher order statistics. For a stationary process the sampling error in an estimate of a flux  $\overline{w'\phi'}$  can be reduced by averaging over a time  $T$

$$\langle \overline{w'\phi'} \rangle_T \equiv \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \overline{w'\phi'} dt. \quad (4)$$

The question now is what to choose for the averaging time  $T$ . In previous LES studies with similar horizontal domain resolution an averaging time of 1 simulation hour proved sufficient. In the present case however longer time averaging was required to produce reasonable statistics. Spectral analysis of the time-series data, trial and error, and comparisons with ensembles generated from a single LES code using different ini-

tial random seeds all suggested that an averaging time of  $T = 3$  hr was necessary to produce reliable statistics of higher order statistics. Given that the first three hours of the simulation were influenced by the spin up features described earlier subsequent presentations of time averaged results represent averages over the final three hours of the simulations.

### 1). FLUXES AND VARIANCES

Figure 4 shows the results for the time averaged turbulent fluxes of the conserved variables  $\overline{w'\theta'_l}$  and  $\overline{w'q'_l}$ , as well as the buoyancy flux  $\overline{w'\theta'_v}$  and the liquid water flux  $\overline{w'q'_l}$ . The buoyancy flux is defined with respect to the virtual potential temperature  $\theta_v = \theta(1 + 0.61q_v - q_l)$ .

The  $\overline{w'q'_l}$  profiles can be subdivided in two regions: between the surface up to near the inversion at 1500 m the fluxes are only marginally decreasing with height. This is followed by a strong decrease in the inversion

where most of the moisture surface flux is deposited. More specifically, about 2/3 of surface  $\overline{w'q'_l}$  flux is used to moisten the inversion whereas the remaining 1/3 is deposited in the cloud layer and the subcloud layer. All models except the RAMS model show this behavior. The RAMS model showed considerable more temporal variability for all fields than the other models and three hours is probably not a long enough averaging time for this model.

The  $\overline{w'\theta'_l}$  flux of all models decreases linearly to a minimum value near the inversion. In the inversion the flux rapidly increases to zero. In order to understand the dynamics of  $\overline{w'\theta'_l}$  at least qualitatively, it is useful to realize that it is simply the sum of the liquid water flux and the potential temperature flux

$$\overline{w'\theta'_l} = \overline{w'\theta'} - \frac{1}{\pi} \frac{L_v}{c_p} \overline{w'q'_l} \quad (5)$$

where  $\pi = (T/\theta)^{R_d/c_p}$  denotes the Exner function,  $R_d$  is the specific gas constant for dry air,  $c_p$  is the specific heat capacity and  $L_v$  is the latent heat of vaporization. Inspection of Fig. 4 shows that in the cloud layer the  $\overline{w'\theta'_l}$  flux is dominated by the  $\overline{w'q'_l}$  flux. Since the models are in a steady state without precipitation this flux can directly be related to the condensation rate, i.e.

$$\overline{w'q'_l}(z) = \int_0^z (c - \epsilon) dz \quad (6)$$

where  $(c - \epsilon)$  stands for the net condensation rate. So the minimum of  $\overline{w'\theta'_l}$  is just the point where the net condensation changes sign, i.e. where evaporation becomes larger than condensation.

The buoyancy flux  $\overline{w'\theta'_l}$  decreases linearly in the subcloud layer up to the cloud base where it reaches negative values of 10 ~ 20% of the surface flux. This part resembles typical  $\overline{w'\theta'_l}$  profiles of the clear convective boundary layer. In the cloud layer there is a positive flux due to marginally positive buoyant updrafts in the clouds (see section 2)).

The zonal component of the momentum flux  $\overline{u'w'}$  is shown in Fig. 4e. Near the surface it has a value close to the prescribed surface stress and upwards it decreases monotonically with height to zero in the middle of the cloud layer. Although the meridional component  $\overline{v'w'}$  is non-zero (due to Coriolis effects), it is a small term and is not shown here. For a further discussion on the effect of shear on the momentum transport, we refer to a recent LES study of Brown (1999a). In that study the present BOMEX case has been extended by varying the stress across the cloud layer.

The resolved TKE profiles and its vertical component,  $\sigma_w^2$ , are shown in Fig. 5. The TKE decreases monotonically with height and exhibits the largest uncertainty in

the inversion. All models show a double peaked structure for  $\sigma_w^2$ , with one peak in the middle of the subcloud layer, a minimum around cloud base and a second peak at the top of the cloud layer in the inversion. However there is a large spread of the maximum value of  $\sigma_w^2$  in the subcloud layer. Clear outliers are the INM model ( $0.37 \text{ m s}^{-1}$ ) on the high end and the RAMS model ( $0.084 \text{ m s}^{-1}$ ) on the low end. A similar dispersion in the results has been observed for the ATEX intercomparison case (Stevens et al. 2001). The dispersion between the LES codes is somewhat surprising since the disagreement seems to be less dramatic for LES results of the clear convective boundary layer (Nieuwstadt et al. 1993). Along with the LES results we also display in Fig. 5 a  $\sigma_w^2$  profile based on mixed-layer relationship of  $\sigma_w^2$  of the dry convective boundary layer (Holtslag and Moeng 1991)

$$\sigma_w^2 \equiv \overline{w'^2} \simeq 1.6 \left( u_*^3 + 0.6 w_*^3 \frac{z}{h} \right)^{2/3} \left( 1 - \frac{z}{h} \right) \quad (7)$$

where we used cloud base height ( $\sim 500 \text{ m}$ ) as an estimate for the top of the dry boundary layer  $h$  and a convective velocity scale for the subcloud layer of  $w_* \simeq 0.51 \text{ m s}^{-1}$ . Again it appears that the existence of the cloud layer does not strongly affect the dynamics of the subcloud layer below. In particular: a) the buoyancy flux in the subcloud layer is linearly decreasing with height from the surface value to roughly  $-0.2 \overline{w'\theta'_{l,s}}$  around cloud base and b) the  $\sigma_w^2$  profile has a similar shape up to cloud base as in the dry convective PBL.

## 2). CONDITIONALLY SAMPLED FIELDS

In this section we intercompare the structure and the dynamics of the clouds in more detail by presenting two types of conditionally averaged fields: a) *cloud* averaged fields which are just averages over grid points with a nonzero liquid water content, and the more restrictive b) *core* averaged fields which are averages over grid points that contain liquid water and are also positively buoyant with respect to the slab average. To distinguish these averages from one another we subscript them by *cl* and *co* respectively.

In Fig. 6 we show the cloud cover profile  $a_{cl}$  and the core cover profile  $a_{co}$ . Note that the models agree, even quantitatively, strikingly well: a maximum around cloud base ( $\approx 0.06$  for the cloud cover) and a monotonically decreasing cloud (core) cover with height. The shape of these profiles reflects the fact that all modeled cloud elements do have roughly the same cloud base height but have all different cloud top heights. Note that this maximum value of the cloud cover near cloud base is much smaller than the total cloud cover (0.13), e.g., Fig. 2.

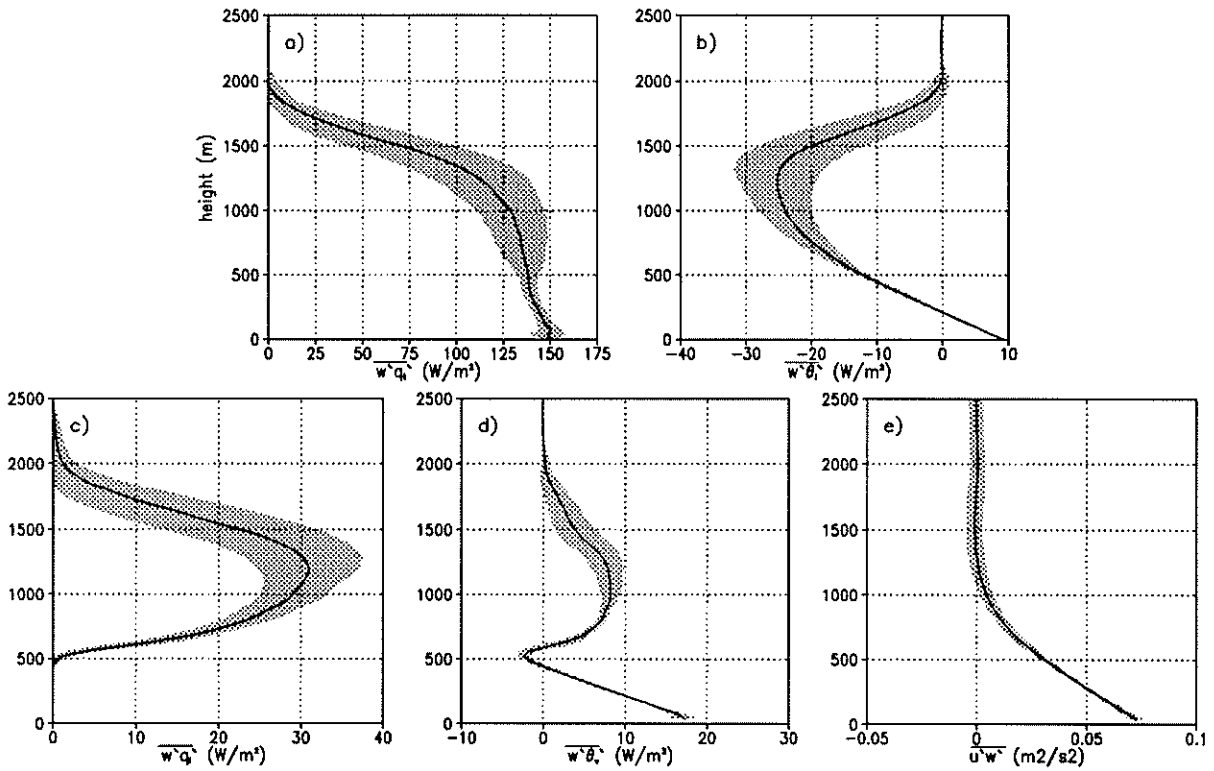


FIGURE 4: Turbulent flux profiles averaged over the last three hours of: (a) total water  $q_t$ , (b) liquid water potential temperature  $\theta_l$ , (c) liquid water  $q_l$ , (d) virtual potential temperature  $\theta_v$ , (e) zonal wind  $u$ .

The ratio between the maximum in the cloud cover profile and the total cloud cover is about 2.2, varying from a low of 1.3 for the RAMS simulation to a maximum of 3.7 for the NCAR simulation. This ratio was further explored by (Brown 1999a) who showed that it increases with stronger shear. The large scatter between the individual models of this ratio indicates that the models disagree substantially on the spatial distribution of the cloud elements. This indication is confirmed by the fact that the relative spread in the total cloud cover (e.g., Fig. 2) is roughly twice as large as the spread in  $a_{cl}$  or  $a_{co}$ .

Comparison of the cloud cover with the core cover shows that near cloud base roughly 50% of the clouds are positively buoyant. The remaining part is either passive or forced (Stull 1985). Individual groups also looked at up- and downdrafts within the clouds and found that downdrafts within the clouds only play a minor role since about 90% of the cloudy air consists of updrafts. The majority of the downdrafts are observed along the edges of the clouds.

In Fig. 7 we present results of a number of the cloud and core averaged fields along with the corresponding slab averages and the adiabatic values. The adiabatic

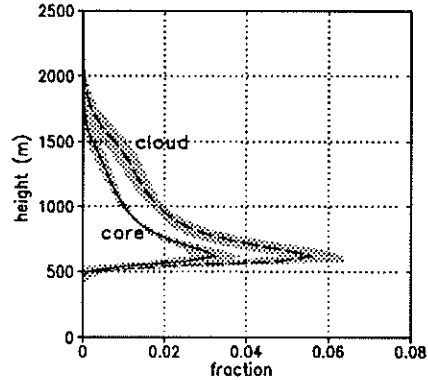


FIGURE 6: Cloud cover and core cover profiles.

values follow directly from an adiabatic ascent of a undiluted parcel initialized near the surface with  $q_{t,ad} = 17.25 \text{ g kg}^{-1}$  and  $\theta_{t,ad} = 298.8 \text{ K}$ . Results for core fields above 1800 m and cloud fields above 2000 m are excluded since these are based on only a few grid points and thus are unreliable. The results for the cloud and core averages of the moist conserved variables  $\theta_l$  and  $q_l$

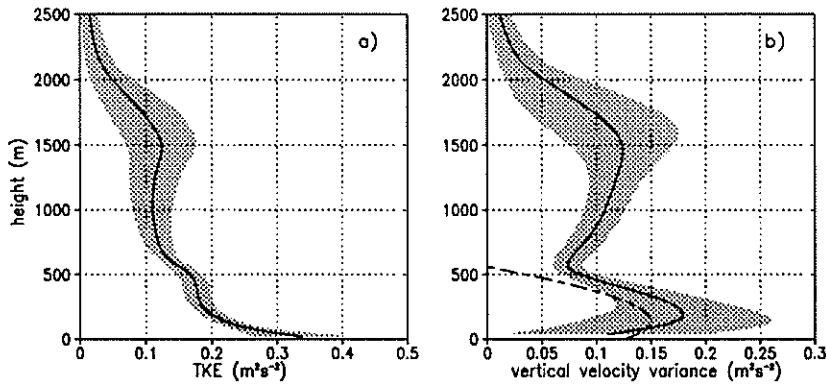


FIGURE 5: Profiles of a) Turbulent kinetic energy (TKE) and its vertical component b)  $\sigma_w^2$ . The dashed line in (b) corresponds to the mixed layer relationship (7).

compare well. Note that these fields would coincide with the adiabatic limit if the cloud ensemble did not mix with the environment. Therefore the slopes of the cloud and core averages are a direct measure of the lateral mixing intensity of the clouds. In the next section we will quantify this lateral mixing rate. Almost by definition, the core ensemble mixes less intensively with the environment than the cloud ensemble, presumably because the core averaging selects grid points that are mostly in the center of the clouds and effectively shielded from the environment. In the inversion the core ensemble tends back toward the adiabatic limit. This is not due to a mysterious unmixing process but simply due to the definition of the core; virtually all rising parcels that have entrained environmental air become negatively buoyant in the inversion so that only the nearly adiabatic parcels stay in the core ensemble.

The cloud ensemble average of virtual potential temperature  $\theta_v$  (see Fig.7c) is almost neutrally buoyant with respect to the mean and becomes strongly negative buoyant in the inversion. The core ensemble is only marginally buoyant with a virtual temperature excess of a few tenths of a degree. Apparently, the entrainment rate of environmental air is effective enough to create an almost neutrally buoyant core ensemble.

The cloud and core liquid water values (see Fig.7d) are respectively around 25% and 40% of their adiabatic value in the cloud layer. Aircraft measurement of shallow cumulus clouds such as observed off the coast of Hawaii during the Joint Hawaii Warm Rain Project (JHWRP) (Raga et al. 1990) found a ratio for the cloud liquid water to their adiabatic value of 40%.

Finally we show in Fig.7e the cloud and core ensemble averages of the vertical velocity  $w$ . Near cloud base all models give values both for the cloud and core ensemble of around  $0.6 \text{ m s}^{-1}$ , a value close to  $w_{ad}$ , the

convective vertical velocity scale based on the convective subcloud layer. The vertical velocity profile of the cloud ensemble peaks already substantially *below* the inversion at around  $1 \text{ m s}^{-1}$ . A similar behavior has been observed during JHWRP (Raga et al. 1990). The core ensemble, obviously more vigorous, increases linearly with height to around  $3.5 \text{ m s}^{-1}$  in the inversion. We also show the adiabatic profile of the vertical velocity which is determined by assuming that all the convective available potential energy (CAPE) is transferred into kinetic energy, i.e.

$$w_{ad}(z) = w_{ad}(z_{LCL}) + \sqrt{2CAPE},$$

$$CAPE \equiv \frac{g}{\theta_0} \int_{z_{LCL}}^z (\theta_{v,ad} - \bar{\theta}_v) dz \quad (8)$$

where  $\theta_0$  is a reference potential temperature and  $w_{ad}(z_{LCL}) = 0.6 \text{ m s}^{-1}$  the core vertical velocity at the lifting condensation level (LCL). This theoretical upper limit over-estimates the diagnosed  $w_{ro}$  of the LES models by a factor of 3 to 4, making it rather unuseful. Clearly, other processes such as dissipation (associated with entrainment) and pressure forces are in play here. Parameterizations that include these effects are discussed below.

### 3. Parameterization Issues

A successful representation of shallow cumulus clouds in a General Circulation Model (GCM) requires two rules:

- A vertical turbulent mixing rule for heat, moisture and momentum
- A cloud rule that estimates the cloud cover and cloud liquid water.

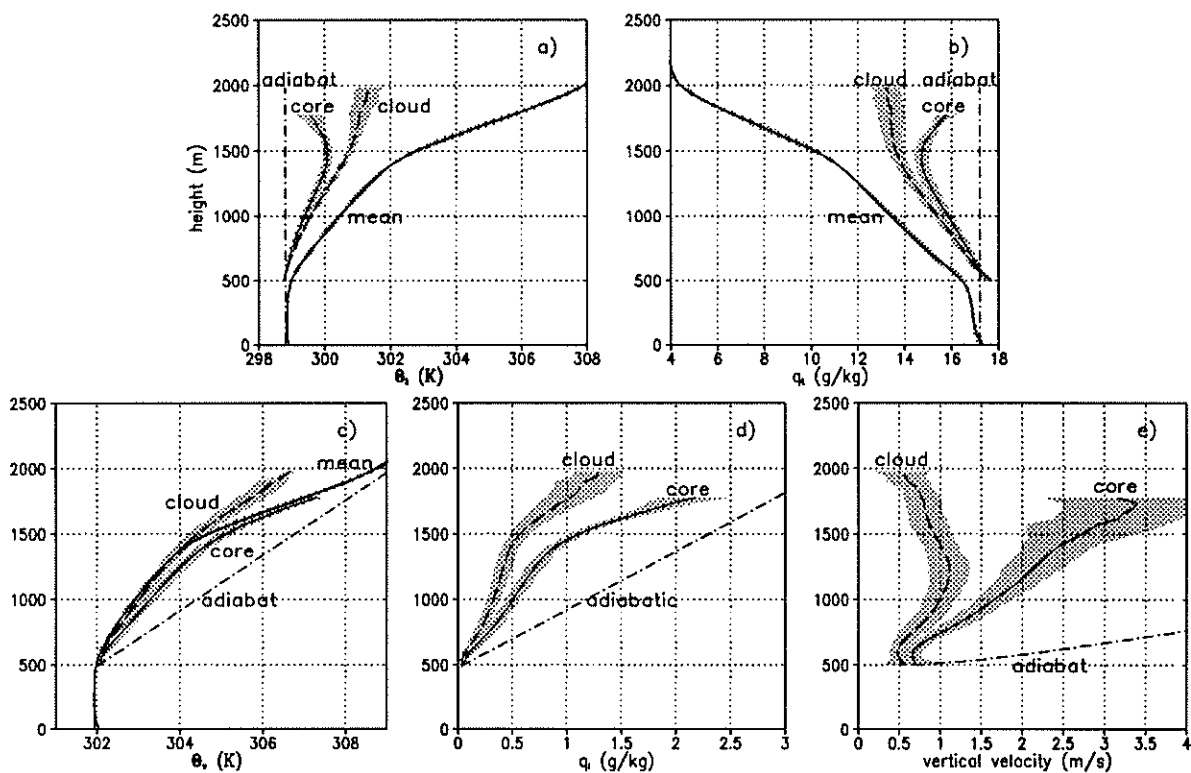


FIGURE 7: Profiles of cloud (dashed) and core (dotted) ensemble averages along with the slab averages (solid) and adiabatic estimates (dash-dotted) of (a) the liquid water potential temperature  $\theta_l$ , (b) the total water specific humidity  $q_t$ , (c) the virtual potential temperature  $\theta_v$ , (d) the liquid water content,  $q_l$  and (e) the vertical velocity  $w$ .

Different approaches exist for both types of rules. In this section we will evaluate various assumptions on which the varying approaches are based.

#### a. Vertical Turbulent Mixing Parameterizations

##### 1). MASS FLUX PARAMETERIZATIONS

Due to the conditional instability in the cloud layer, the dynamics organizes itself through strong updrafts in the buoyant cumulus clouds and downdrafts in the environment. This has inspired the convection parameterization community to use an advective (mass flux) approach for the vertical transport of heat and moisture. This mass flux approach approximates the turbulent flux of a field  $\phi$  as

$$\bar{\rho} \overline{w' \phi'} \approx M(\phi_{co} - \bar{\phi}), \quad M \equiv \bar{\rho} a_{co} w_{co} \quad (9)$$

where  $M$  denotes the mass flux. Because most models work within the Boussinesq approximation, and because it simplifies the notation,  $\rho$  is set to unity in our subsequent discussions, which is equivalent to working in

terms of a volume flux. The core fields for the moist conserved variables and the mass flux are generally parameterized using a simple entraining plume model (Betts 1975)

$$\frac{\partial \phi_{co}}{\partial z} = -\varepsilon(\phi_{co} - \bar{\phi}) \quad \text{for } \phi = \{q_l, \theta_l\} \quad (10)$$

$$\frac{1}{M} \frac{\partial M}{\partial z} = \varepsilon - \delta \quad (11)$$

where  $\varepsilon$  and  $\delta$  denote respectively the fractional entrainment and detrainment rate. For a more detailed discussion on the various assumptions that lead to (9-11) see e.g. Siebesma (1998).

In Fig.8a the mass flux profile of the cloud core ensemble is displayed. All models give a systematic decrease of the mass flux with height which is a direct consequence of the core cover profiles (see Fig.6). Multiplying the mass flux by the core excess  $\phi_{co} - \bar{\phi}$  allows an estimate of the quality of the mass flux approximation (9). In Fig.8b the ratio of the right hand side and the left hand side of (9) is displayed for  $\phi = \{q_l, \theta_l\}$ . This illustrates that a mass flux parameterization can estimate



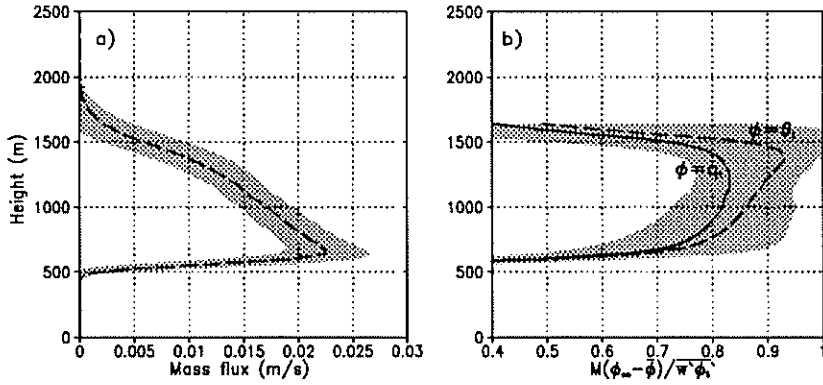


FIGURE 8: (a) The mass flux profile of the core ensemble and (b), the ratio between the turbulent flux  $\overline{w'\phi'}$  and its mass flux approximation  $M(\phi_{co} - \bar{\phi})$  (see (9)), based on the LES results for  $\phi = q_l$  (solid) and  $\phi = \theta_l$  (dashed).

around 80 ~ 90% of the turbulent fluxes in the cloud layer, provided that it is supplied by the correct mass flux and core field profiles. A similar evaluation of the mass flux approximation for the horizontal momentum gives similar results (Brown 1999a).

Key parameters in a mass flux parameterization that determine the core fields and mass flux profiles are the fractional entrainment and detrainment rates  $\varepsilon$  and  $\delta$ . In Fig.9 we show results for these mixing rates based on LES results, using the simple entraining plume model (10). In the cloud layer we find typical values for the fractional entrainment rate of  $\varepsilon \simeq 2 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$  near cloud base which are decreasing with height to smaller values, in agreement with other LES studies (Siebesma and Cuijpers 1995; Grant and Brown 1999) and observations (Raga et al. 1990). It should be noted that the application of the plume model breaks down in the inversion above 1500 m; a simple bulk approach with a single positive entrainment rate is not able to represent the behavior of the core fields  $\phi = \{q_l, \theta_l\}$  in that region (see Fig.7). The fact that similar entrainment and detrainment rates are diagnosed for  $q_l$  and  $\theta_l$  indicates that a simple entraining plume model is a sufficient turbulent mixing parameterization. Indeed, if we use a simple fit to the observed entrainment rate  $\varepsilon \simeq 1/z$ , the core fields  $q_{l,co}$  and  $\theta_{l,co}$  such as displayed in Fig.7 can be reproduced by the parameterization (10). Apparently there is no need to use more sophisticated episodic mixing models (Emanuel 1991) to obtain the core fields. Because the present obtained values of  $\varepsilon$  significantly disagree with those obtained from traditional relationships between  $\varepsilon$  and cloud radius  $R$  (Simpson and Wiggert 1969), it has motivated several new scaling hypotheses for  $\varepsilon$  (Siebesma 1998; Grant and Brown 1999; Gregory 2001). Finally let us remark that it has been shown recently (Brown 1999a) that application of the simple plume model (10) on the hori-

zontal momentum, as done in some convection schemes (Tiedtke 1989; Gregory et al. 1997), gives poor results. This is due to the fact that the pressure term is in fact a dominant term in the core budget and should be included in (10) for  $\phi = \{u, v\}$ .

The fractional detrainment rate has been determined as a residual of (11). Therefore the decrease of mass flux with height requires a detrainment rate that is systematically larger than the entrainment rate. Hence a parameterization of the fractional detrainment rate should solve the issue under which conditions the mass flux is increasing or decreasing with height. A possible clue on this issue is given by a buoyancy sorting model such as proposed by Kain and Fritsch (1990). In this model the entrained air is assumed to produce an ensemble of different mixtures with the cloudy air. Subsequently it is assumed that the resulting negative buoyant mixtures will detrain from the cloud ensemble. This way the detrainment rate is a direct result from the properties of the environmental air.

In some mass flux parameterizations a vertical velocity equation is also used to estimate cloud top, by the height where the vertical velocity vanishes. In the previous section we saw that the assumption to transfer all CAPE into kinetic energy greatly overestimates the vertical velocity. Using a similar plume model as (10) for  $w_{co}$  and including a buoyancy term gives

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w_{co}^2}{\partial z} = -\varepsilon w_{co}^2 + B \quad \text{with} \quad B = \frac{g}{\theta_0} (\theta_{l,co} - \bar{\theta}_v) \quad (12)$$

which reduces to (8) for  $\varepsilon = 0$ . In Fig.10 we show the solution of the plume model (12) for  $\varepsilon = 1/z$  and where the buoyancy is calculated using (10) with the same prescribed entrainment rate  $\varepsilon$ . Although cloud top height is reasonably estimated by such a procedure, it still over-

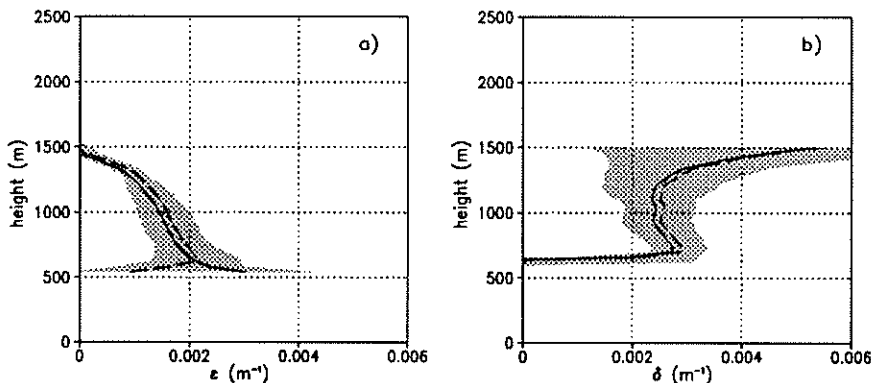


FIGURE 9: Fractional entrainment rate  $\varepsilon$  and detrainment rate  $\delta$  diagnosed using (10-11) for  $\phi = q_t$  (solid line) and  $\phi = \theta_t$  (dashed line).

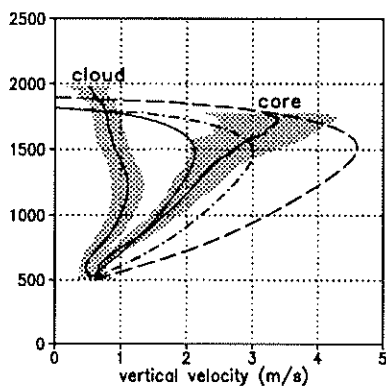


FIGURE 10: Solutions of the vertical velocities obtained by the plume model Eq.(12) (dashed), plus the two adapted versions Eq.(14) (dash-dotted) and Eq.(15) (dotted). The LES profiles of the vertical velocity for the core and cloud ensembles are shown as well for reference.

estimates the core vertical velocity by almost a factor of 2. Two reasons can be given for this. Firstly the effect of pressure perturbations are not taken into account and secondly, the sub-plume turbulence terms  $\overline{w'^2 c_o}$  are neglected in (12). Several authors have tried to incorporate the pressure perturbations by re-scaling the entrainment term and the subplume turbulence term by reducing the buoyancy term

$$\frac{1}{2} \frac{\partial w_{co}^2}{\partial z} = -b \varepsilon w_{co}^2 + a B \quad \text{with} \quad B = \frac{g}{\theta_0} (\theta_{v,co} - \overline{\theta_v}) \quad (13)$$

For example Simpson and Wiggert (1969) suggested

$$a = \frac{2}{3} \quad \text{and} \quad b = 2 \quad (14)$$

while the operational ECMWF model uses (Gregory 2001)

$$a = \frac{1}{3} \quad \text{and} \quad b = 2. \quad (15)$$

Solutions for both choices are displayed in Fig.10 and indeed both show more realistic values for the vertical velocity. The decrease of  $w_{co}$  of the plume models is mainly due to negative buoyancy. This makes a comparison with the cloud core vertical velocity in the inversion a bit pointless since the core is positive buoyant by definition. As a result the core vertical velocities diagnosed by the LES codes do not decrease in the inversion.

## 2). EDDY DIFFUSIVITY PARAMETERIZATIONS

A simpler class of turbulent mixing parameterization is the eddy diffusivity approach in which the vertical mixing of the moist conserved variables is parameterized as

$$\overline{w' \phi'} = -K_\phi \frac{\partial \overline{\phi}}{\partial z}. \quad (16)$$

For the ATEX intercomparison study (Stevens et al. 2001), the eddy diffusivity  $K_\phi$  has been diagnosed based on the mean profiles and turbulent fluxes generated by the LES codes for  $\phi = \{q_t, \theta_t\}$  using (16). The results of a similar analysis for the present BOMEX case is presented in Fig.11. For  $q_t$  a quadratic profile of the eddy diffusivities in the subcloud layer can be observed, similar to a dry convective boundary layer. The  $K$  profile for  $\theta_t$  has been omitted in the subcloud layer because it becomes an ill-defined quantity where its mean gradient vanishes (see Stevens et al. (2001) for a discussion on this issue). Most significantly, in the cloud layer an eddy diffusivity of  $K_\phi \simeq 10$  for both  $\phi = \{q_t, \theta_t\}$  can be observed. This would imply that the specification of an

eddy diffusivity in the cloud layer could be a simple but sufficient alternative parameterization for the turbulent mixing which occurs there. However quasi-steady state solutions with such a diffusivity seem to give mean profiles of  $\phi = \{q_l, \theta_l\}$  which are too uniform with height in the cloud layer (Stevens et al. 2001).

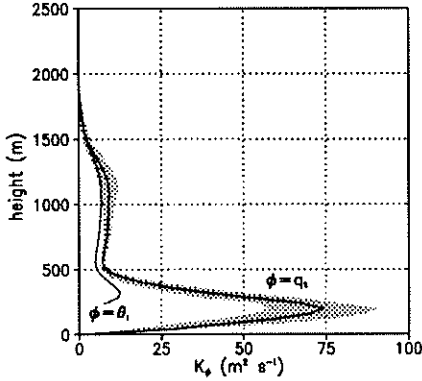


FIGURE 11: Eddy diffusivity profiles for  $q_l$  (solid) and  $\theta_l$  (dotted) diagnosed using (16).

#### b. Cloud Parameterizations

Several different approaches exist to parameterize cloud fraction  $\alpha_{cl}$  and liquid water  $\bar{q}_l$  in GCM's. The traditional approach simply tries to diagnose  $\bar{q}_l$  and  $\alpha_{cl}$  with empirical functions of large scale model variables such as relative humidity (Slingo 1987). However, observations do not support such a one-to-one correspondence between these cloud variables and relative humidity (Albrecht 1981). To improve on this deficiency, two types of approaches have been attempted:

- *Prognostic cloud schemes:* In this approach, extra prognostic model equations for  $\bar{q}_l$  and (sometimes)  $\alpha_{cl}$  are introduced (Sundqvist 1978; Tiedtke 1993). These are merely budget equations that consist of a list of source and sink terms. This process-oriented approach has the advantage that all processes that are believed to be relevant for cloud production and destruction can be incorporated in the prognostic equations for  $\bar{q}_l$  and  $\alpha_{cl}$ .
- *Statistical cloud schemes:* This approach makes use of the fact that cloud cover and liquid water can be readily derived, assuming that the joint variability of moisture and temperature is known on the subgrid scale (Sommeria and Deardorff 1977; Mellor 1977). Further studies (Bougeault 1981) have

shown that it is sufficient to have reliable estimates of the variances of  $q_l$  and  $\theta_l$  to estimate  $q_{cl}$  and  $\alpha_{cl}$ .

It is beyond the scope of this paper to diagnose all aspects of all possible cloud schemes. However to illustrate the current situation we evaluate four typical parameterizations below.

#### 1). A RELATIVE HUMIDITY BASED SCHEME

A typical relative humidity based scheme is that used in the ECHAM4 climate model (Roeckner et al. 1996). In this scheme a nonzero cloud cover is parameterized as a non-linear function of the mean relative humidity  $RH$

$$\alpha_{cl} = 1 - \sqrt{1 - \frac{RH - RH_{cr}}{1 - RH_{cr}}} \quad (17)$$

where a critical condensation threshold  $RH_{cr}$  is specified as a function of height, based on the results of Xu and Krueger (1991)

$$RH_{cr} = RH_{0,top} + (RH_{0,surf} - RH_{0,top}) \exp[1 - (p_s/p)^n] \quad (18)$$

where  $p$  is pressure,  $p_s$  is the surface pressure,  $RH_{0,top} = 0.6$  and  $RH_{0,surf} = 0.99$  are upper and lower critical relative humidity values and  $n = 4$  is a fitting parameter. In Fig.12 we show the mean relative humidity as diagnosed by the LES codes along with the critical relative humidity profile (18) in the left panel. In the right panel we show the cloud cover profile diagnosed by the parameterization (17). The scheme largely overestimates the cloud cover.

#### 2). A PROGNOSTIC CLOUD SCHEMES

Early prognostic cloud schemes only used liquid water as a prognostic variable (Sundqvist 1978). Such schemes still have to diagnose cloud cover but can make use of the prognosed liquid water as an additional predictor. Based on simulations with a two-dimensional cloud ensemble model, Xu and Randall (1996) demonstrated a strong correlation between the liquid water  $\bar{q}_l$  and the cloud cover  $\alpha_{cl}$  and proposed a cloud parameterization based on both the relative humidity  $RH$  and the liquid water content

$$\alpha_{cl} = RH^p [1 - \exp(-\alpha_0 \bar{q}_l / ((1 - RH) q_{sat})^\gamma)] \quad (19)$$

where  $q_{sat}$  denotes the saturation specific humidity. The values for  $p$ ,  $\gamma$  and  $\alpha_0$  were empirically determined as 0.25, 0.49, and 100, respectively. In Fig.12 we show the

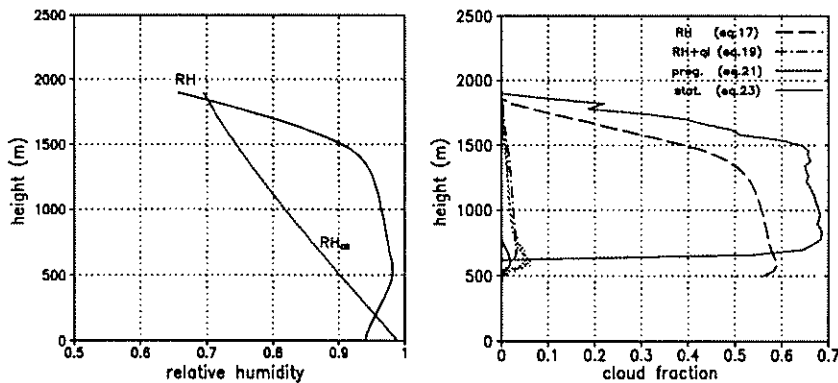


FIGURE 12: The left panel shows the mean relative humidity profile of the LES models along with the critical relative humidity profile (18) On the right panel we show the band of cloud cover profiles of the LES models along with results of the four discussed cloud parameterizations.

cloud parameterization (19) using the  $RH$  and  $\bar{q}_l$  profiles diagnosed by the LES codes. The agreement with the cloud cover diagnosed by the LES codes is excellent. This suggests that (19) provides a good empirical cloud parameterization for shallow cumulus clouds, provided that accurate estimates for  $RH$  and  $\bar{q}_l$  are used.

A fully prognostic cloud schemes in which both liquid water and cloud cover are prognostic variables is the one developed by Tiedtke (1993) which is operational in the ECMWF model. Following single-column studies of this scheme (Teixeira 2001) it has been shown that for many situations the cloud fraction prognostic equation is dominated by two terms

$$\frac{\partial a_{cl}}{\partial t} = D(1 - a_{cl}) - \frac{a_{cl}}{q_{l,cl}} K_{er}(q_{sat} - q_v) \quad (20)$$

where  $D = M\delta$  is the detrainment rate, and  $K_{er}$  is an erosion coefficient. For steady state conditions this result can be rewritten as a diagnostic relation for the cloud cover (Teixeira 2001)

$$a_{cl} = \frac{1}{1 + \frac{K_{er}}{D} \frac{q_{sat}}{q_{l,cl}} (1 - RH)} \quad (21)$$

The cloud cover profile based on (21) is also displayed in Fig.12 with  $K_{er} = 2 \cdot 10^{-5} s^{-1}$  (which is the current operational erosion rate used in the ECMWF model for situations involving shallow cumulus) and  $D$ ,  $q_{l,cl}$  and  $RH$  taken from the LES results. For the present case this parameterization also significantly overestimates the cloud cover. This bias can be eliminated by increasing  $K_{er}$  by a factor of ten. However the main deficiency of the scheme is that the modeled cloud fraction is dependent on a delicate balance between  $K_{er}$  and  $D$ , quantities that are highly uncertain from an observational point of view.

### 3). A STATISTICAL CLOUD SCHEME

A statistical cloud scheme is most conveniently formulated in terms of the normalized saturation deficit (Sommeria and Deardorff 1977)

$$Q = \frac{\bar{s}}{\sigma_s} \text{ where } s \equiv q_l - q_{sat}(p, T). \quad (22)$$

If a Gaussian distribution for  $s$  is assumed, the cloud cover can be easily formulated in terms of  $Q$

$$a_{cl} = 1/2 \left( 1 + \text{erf}(Q/\sqrt{2}) \right) \quad (23)$$

where  $\text{erf}$  denotes the error function. The key variable in this parameterization is the standard deviation of the saturation deficit  $\sigma_s$  which characterizes the horizontal variability of the moisture field. For this case  $\sigma_s$  has a typical value in the cloud layer of  $0.2 \text{ g kg}^{-1}$ . The  $a_{cl}$  profile based on (23) is displayed in Fig.12 using a diagnosed  $\sigma_s$  profile from the LES results. The underestimation of the cloud cover is due to the Gaussian assumption. It is well known that cumulus fields produce highly skewed distributions for the saturation deficit  $s$  so that Gaussian distributions underpredict the cloud cover. However, this underprediction the cloud cover is only significant in the range of  $Q < -1$  corresponding to a cloud cover fractions smaller than 10%.

The present example merely shows that a statistical cloud scheme is a sound approach *provided* that reasonable estimates of the horizontal variability are available. Therefore, the key aspect is to obtain realistic estimates of the variance. This could be provided by the vertical turbulent mixing schemes so that the variance becomes the communicator between the cloud scheme and the mixing scheme (Bechtold et al. 1995; Lenderink and

Siebesma 2000). A problem that still remains is the development of mesoscale fluctuations which adds to the variability of  $s$  but is difficult to parameterize.

Finally, note that also here a critical relative humidity can be defined because for  $Q < Q_{cr} \simeq -2$ , there is essentially zero cloud cover. This immediately defines a critical relative humidity

$$RH_{cr} = 1 - Q_{cr} \frac{\sigma_s}{q_{sat}} \quad (24)$$

which is proportional to the moisture variability rather than just a fixed function of height such as in (18).

#### 4. Conclusions and Perspectives

Trade wind cumuli such as those observed during BOMEX have been simulated by an ensemble of 10 different LES codes. We first summarize the relevant conclusions based on ensemble results and the implications for large scale model parameterizations

1. The initial thermodynamic structure, typical for shallow cumulus convection, has been maintained during the whole simulation period with a small amount of total cloud-cover of around 10% ~ 15%. It should be stressed that these results are robust with respect to variations in initial conditions: individual participants have varied the surface fluxes and lapse rate in the cloud layer and did not find cloud cover values beyond 25%.
2. Cloud cover profiles show a maximum around cloud base and decrease monotonically with height to zero at cloud top. Also the mass flux profiles, essentially the product of cloud (core) cover and cloud (core) vertical velocity, also decrease monotonically with height.
3. The turbulent structure of the subcloud layer shows behavior similar to a corresponding convective boundary layer without clouds: a linear decreasing buoyancy flux with a minimum value near cloud base of around  $-0.2 \overline{w^i \theta'_{e,srf}}$  and a quadratic profile of the vertical velocity variance.
4. The clouds, though 90% updrafts, are nearly neutrally buoyant. The core of the clouds (i.e the positive buoyant part of the clouds) is only marginally buoyant with a virtual temperature excess of only a few tenths of a degree.
5. The mass flux approximation (9) represents around 80% ~ 90% of the turbulent fluxes for the moist conserved variables  $q_i$  and  $\theta_i$  in the cloud layer (see

Fig.8b). This is due to the organized transport in the cloud layer with mainly updrafts in the clouds and downdrafts outside the clouds.

6. The fractional entrainment rate as required by a simple plume model is found to be  $\varepsilon \simeq 2 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$  at cloud base. This value is effectively the same for both  $q_i$  and  $\theta_i$  and decreases systematically with height in the cloud layer. These results can be interpreted as a justification for the plume model, i.e., for the present case more sophisticated cloud mixing models are not necessary to explain the cloud statistics.
7. The cloud and core liquid water values (see Fig.7d) are respectively around 25% and 40% of their adiabatic value, consistent with the deduced entrainment rates and in reasonable agreement with observations (Raga et al. 1990).

##### a. Implications for future observational studies

One difficulty we faced in evaluating the LES was the sparsity of relevant observations. Because observational data from BOMEX were limited, our strategy here focused on using the observed mean state as critically as possible. That is, we focused on the extent the simulations could represent the observed persistence of the mean state, given the balance of forcings. Given these, and similar constraints from other field programs, one purpose of the present study was to refine the theoretical questions to help target subsequent observations. Important questions raised by our study are the following: What is the typical cloud cover and what is the fraction of the cloudy air that is positively buoyant? Are the profiles of cloud cover, mass flux, turbulent fluxes and the conditionally sampled fields as derived from LES typical for shallow cumulus?

These questions are most conveniently answered if LES results could be evaluated with observations of unbiased samplings of statistics of layer-mean properties, turbulent moments and (conditionally sampled) cloud properties in situations in which the large-scale forcing is well-characterized and quasi-steady. A recent LES study of Neggers et al. (2002), based on the Small Cumulus Microphysics Study (SCMS) that took place in 1995 in Florida, provides an excellent example of such an evaluation. However, this study was hindered by rapid diurnal variations, a poorly characterized large-scale forcing and flight tracks biased toward mature clouds.

In-situ aircraft measurements from unbiased (straight) flight tracks are probably not an attractive alternative, for they would likely suffer from undersampling a realistic cloud ensemble. Fortunately, new techniques which

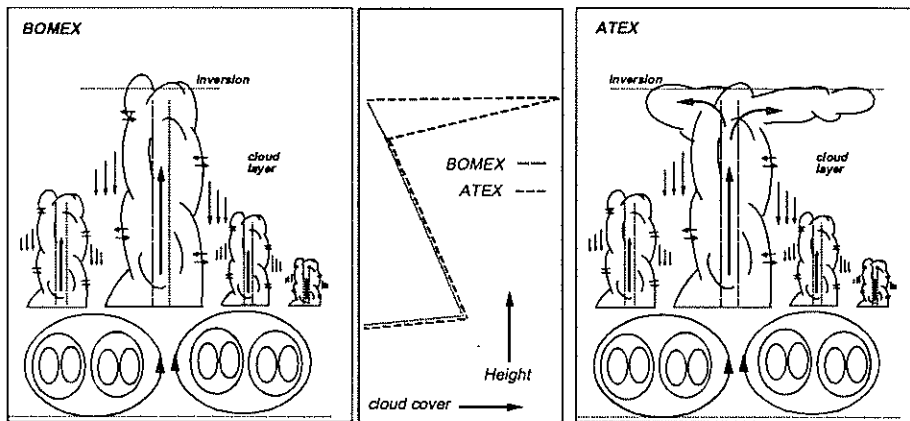


FIGURE 13: Diagram comparing the BOMEX and ATEX boundary layer.

have been recently employed in the boundary layer could be quite useful in addressing these problems and answering the above posed questions. The first is to use conserved chemical tracers to diagnose the extent to which the cloud layer buffers the sub-cloud layer. To some extent water vapor can be used for such a study, but Dimethyl-sulfide could also be used effectively over biologically productive regions (where it is found), as could ozone and perhaps other tracers. Through the use of a family of chemical tracers with known properties one could hope to develop a somewhat clearer picture of statistics pertaining to mixing by clouds. A complementary technique would be to make better use of modern remote sensing. Scanning ship-borne and airborne remote sensing, including cloud radars, lidars and clear-air radars could all help document the statistics of the three dimensional structure of undisturbed cloud fields. These could also be combined with very high resolution space borne sensors such as the ASTER instrument on Terra, the soon to be deployed space-borne lidar CALYPSO and cloudsat. Both classes of sensors were unavailable during past field studies and could contribute significantly to our understanding of the statistics of trade-wind cumuli.

#### b. Subsequent GCSS-WG1 Studies

As mentioned in the introduction the BOMEX case was just the first of three intercomparison studies focusing on shallow cumulus. Because subsequent studies have focused on slightly more complicated regimes, partly in response to results from this study, it is worthwhile to compare and contrast our results with those from subsequent studies.

- The 5<sup>th</sup> GCSS-WG1 intercomparison was based on the Atlantic Trade-Wind Experiment (ATEX) (Stevens et al. 2001). It was motivated by a desire to investigate whether the various results obtained for the present BOMEX intercomparison are still valid under conditions of higher cloud cover such as that observed during ATEX. The main difference in the initial profiles between the ATEX case with the present BOMEX case is a higher relative humidity in the cloud layer which is increasing with height and reaches a maximum at the top of the cloud layer near the inversion close to 100%. In this case a substantial total cloud cover of around 50% was obtained by most of the LES models. The lower part of the cloud layer was remarkably similar to the present BOMEX case: a cloud cover that peaks at 6% near cloud base and then decreases with height. However, at the top of the cloud layer near the inversion, the cloud cover increases dramatically. This is due to detained cloud filaments that (contrary to what was found for BOMEX) do not evaporate but instead form a stratocumulus deck on top of the cumulus layer. A simple cartoon of both cases (see Fig.13) illustrates the differences between the two cases. In some sense this case forms a superposition of the present BOMEX case with a stratocumulus case. Not surprisingly the spread between the various LES codes for the ATEX-case was much larger since it seems close to the dividing line between the cumulus regime and the stratocumulus regime.
- The 6<sup>th</sup> GCSS-WG1 intercomparison studied the development of shallow cumulus over land. This case has been based on an idealization of observations made at the Southern Great Plains ARM site on 21<sup>st</sup> June 1997 (Brown et al. 2002). On this day,

TABLE 1: Key Characteristics of the Model Dynamics. The advection and time schemes denote the algorithms used for momentum and scalars respectively. The subgrid-scale (SGS) schemes denote the basic model: turbulent kinetic energy (TKE) versus Smagorinsky-Lilly (SL). The treatment of subgrid condensation: All-or-Nothing (AN) versus Sommeria-Deardorff (SD).

Scientists	Model	Model reference	Advection <sup>a</sup>	Time scheme <sup>b</sup>	SGS
Cuxart/Sanchez	INM	(Cuxart et al. 2000)	C2/C2	L/L	TKE-AN
Siebesma	KNMI	(Cuijpers and Duynkerke 1993)	C2/C2	L/L	TKE-AN
Chlond/Mueller	MPI	(Chlond 1992)	C2/M2	A/F	TKE-SD
Jiang	RAMS	(Pielke et al. 1992)	C2/M2	L/F	SL-AN
Brown	UKMO	(Shutts and Gray 1994)	C2/M2	L/F	SL-AN
Lewellen	WVU	(Lewellen et al. 1996)	C2/M2	L/F	TKE-SD
B.Stevens	UCLA	(Stevens et al. 1996)	C4/M4	L/F	SL-AN
Khairoutdinov	UOK	(Khairoutdinov and Kogan 1999)	C4/M4	A/A	TKE-AN
D.Stevens/Bretherton	LBNL/UW	(Wyant et al. 1997; Stevens et al. 2000)	M2/M2	F/F	SL-AN
Moeng	NCAR	(Moeng 1984)	S-C2/S-C2	A/A	TKE-AN

<sup>a</sup>CN (MN) stands for centered (monotone) differences of order N. Moeng uses pseudo-spectral (S) algorithms in the horizontal and a C2 scheme in the vertical.

<sup>b</sup>Leapfrog (L), Adams-Bashforth (A) and Forward (F) schemes

cumulus clouds developed at the top of an initially clear layer. In general there was good agreement with the participating LES codes and the observations on the timing of the onset of the cumulus and also on the cloud fractions. Moreover similar characteristics as in the BOMEX case were found for entrainment rates, cloud cover and mass flux profiles. This case is particularly challenging for testing Single Column Models because the transitions from a stable boundary layer via a dry convective dry boundary layer to a cumulus topped boundary layer and back again to a stable nocturnal layer are all encountered.

*Acknowledgments* The authors are grateful to the University of Washington, Seattle for hosting the 4<sup>th</sup> GCSS-WG1 workshop. We also would like to thank G. Lenderink and J. Teixeira for useful suggestions on an earlier version of the manuscript. B. Stevens acknowledges support from grant # ATM-9985413 from the National Science Foundation during the writing of this report.

APPENDIX A

Description of the LES codes

Ten groups submitted statistics from their simulations. The names of the scientists, the acronyms of the used models and the main characteristics of the used algorithms are listed in Table 1. Full expansions of the acronyms and references are listed at the end of this

Appendix. Table 1 is not comprehensive, for instance models also differ in terms of their basic equation sets (Boussinesq or the anelastic), pressure solvers, temperature definitions etc. However the listed differences, particularly the choices of the advection and the subgrid schemes, are among those thought to be most important for the spread among model results.

The biggest difference in the advection schemes is thought to be associated with the class of scheme, i.e., centered versus monotone. The order of the schemes used is also listed, but in terms of model bias, the order has not generally been found to be as important.

Concerning the subgrid scale (SGS) turbulence schemes they are two classes; six LES codes determine the SGS fluxes using a 1 1/2-order closure scheme, for which an additional prognostic equation for the subgrid turbulent kinetic energy (TKE) is solved; the remaining four LES codes use a Smagorinsky-Lilly (SL) closure. This closure assumes a balance between shear, buoyancy production and molecular dissipation in the subgrid TKE.

Most subgrid condensation schemes assume a uniform distribution of temperature and humidity within a grid box. This assumptions implies that condensation only occurs if the mean state of the grid box becomes over saturated. Hence it is named the all-or-nothing (AN) method. Two LES codes do assume subgrid variability of temperature and humidity within the grid box following Sommeria and Deardorff (1977).

TABLE 2: Initial mean vertical profiles of the specific humidity  $q_l$  and the liquid water potential temperature  $\theta_l$ . At levels where no entries are found values are to be linearly interpolated based on values at surrounding points.

hght (m)	Initial profiles				Forcings		
	$q_l$ (g/kg)	$\theta_l$ (K)	$u$ (m/s)	$v$ (m/s)	$w$ (cm/s)	$Q_r$ (K/day)	$\left(\frac{\partial q_l}{\partial t}\right)_{adv}$ ( $10^{-8} s^{-1}$ )
0	17.0	298.7	-8.75	0	0	-2.0	-1.2
300							-1.2
500							0
520	16.3	298.7					
700			-8.75				
1480	10.7	302.4					
1500					-0.65	-2.0	
2000	4.2	308.2					
2100					0.		
3000	3.0	311.85	-4.61	0		0	

#### APPENDIX B

##### Model Setup

The simulations are performed on a numerical domain of  $64 \times 64 \times 75$  grid points using a uniform grid spacing of  $\Delta x = \Delta y = 2.5 \Delta z = 100$  m. Timestep lengths varied among the models depending on their suite of algorithms.

The initial profiles (tabulated in Table 2 and plotted in Fig. 1) are based on rawinsonde data from the Oceanographer, the most northern ship of the BOMEX square, averaged over 22 and 23 June 1969 during which a well defined steady state was capped by a pronounced trade-wind inversion. Given the surface pressure other mean profiles such as pressure, absolute temperature, etc., can be easily deduced assuming hydrostatic equilibrium.

For models that use a TKE-SGS model an initial profile is also specified for the TKE as  $1 - z/3000 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$ . Lastly, to break the symmetry in the initial conditions, random perturbations with an amplitude of 0.1 K for temperature and  $0.025 \text{ g kg}^{-1}$  are added to the lowest 40 model levels for all models.

For surface boundary conditions an observed surface pressure of  $p_s = 1015 \text{ hPa}$  is prescribed. The observed sea surface temperature was  $300.4 \text{ K}$ , implying a sea surface potential temperature of  $\theta_s = 299.1 \text{ K}$  and a sea surface saturation specific humidity of  $q_{l,s} = 22.45 \text{ g kg}^{-1}$ . In Siebesma and Cuijpers (1995) these boundary fields were used in conjunction with an interactive surface scheme. In the present case however we want to force the participating models to have all the same sur-

face fluxes. Therefore we prescribe the sensible, latent heat and the momentum surface fluxes, based on findings in Siebesma and Cuijpers (1995)

$$(\overline{w'\theta'})_s = 8 \cdot 10^{-3} \text{ K ms}^{-1}, \quad (\overline{w'q'_l})_s = 5.2 \cdot 10^{-5} \text{ ms}^{-1}$$

$$\overline{\mathbf{v}'u'}_s = -u_*^2 \frac{\mathbf{v}}{\|\mathbf{v}\|}$$

where the total momentum flux is specified by setting  $u_* = 0.28 \text{ ms}^{-1}$ . The horizontal velocities  $u$  and  $v$  appearing in the rhs are based on values at the lowest grid level above the surface

The prescribed large-scale forcings terms that appear in (3) are based on budget studies by Holland and Rasmusson (1973) and Nitta and Esbensen (1974). The most important forcing is due to the subsidence  $\overline{w}$ . We prescribe a subsidence profile that is linearly increasing with height up to the inversion, above which it is decreasing (see Table 2). The tendencies due to this subsidence are evaluated each timestep by multiplying the subsidence  $\overline{w}$  by the vertical gradient of the horizontal slab averaged values of the various fields  $\phi = \{\theta_l, q_l, u, v\}$ .

The only significant diagnosed large scale horizontal advection term is a low level drying of about  $1 \text{ g kg}^{-1} \text{ day}^{-1}$  (Holland and Rasmusson 1973). We therefore prescribe a small constant moisture tendency due to advection in the lowest 500m. All other large scale advection terms are set to zero. Rather than using an computationally expensive interactive radiation scheme, we prescribe a  $Q_r$ -profile (see Table 2) representing only the clear sky longwave radiative cooling thereby neglecting



radiative effects due to the presence of clouds. The justification for such a simplified approach has been demonstrated for the present BOMEX case by Jiang and Cotton (2000). Finally the net effect of large-scale pressure gradients are parameterized through  $Q_u$  and  $Q_v$  with  $\mathbf{v}_g = (-10 + 1.8 \cdot 10^{-3} z, 0) \text{ ms}^{-1}$  and  $f = 0.376 \cdot 10^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Note that the initial profile of the u-component of the horizontal wind is equal to the geostrophic wind above 700 m.

## REFERENCES

- Albrecht, B.A., 1981: Parameterization of trade cumulus cloud amounts. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 97–105.
- Asai, T. and A. Kasahara, 1967: A theoretical study of the compensating downward motions associated with cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 487–496.
- Bechtold, P., J.W.M. Cuijpers, P. Mascart, and P. Trouilhet, 1995: Modeling of trade wind cumuli with a low-order turbulence model: Toward a unified description of Cu and Sc clouds in meteorological models. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 455–463.
- Bechtold, P., S.K. Krueger, W.S. Lewellen, E. van Meijgaard, C.-H. Moeng, D.A. Randall, A. van Ulden, and S. Wang, 1996: Modeling a stratocumulus-topped PBL: Intercomparison among different one-dimensional codes and with Large Eddy Simulation. *Bull. of the Amer. Met. Soc.*, **77**, 2033–2042.
- Beniston, M.G. and G. Sommeria, 1981: Use of a detailed planetary boundary layer model for parameterization purposes. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 780–797.
- Betts, A.K., 1975: Parametric interpretation of trade-wind cumulus budget studies. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1934–1945.
- Bjerkness, J., 1938: Saturation-adiabatic ascent of air through dry-adiabatically descending environment. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **64**, 325–330.
- Bougeault, Ph., 1981: Modeling the trade-wind cumulus boundary layer. Part I: Testing the ensemble cloud relations against numerical data. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2414–2428.
- Bretherton, C.S., M.K. MacVean, P. Bechtold, A. Chlond, J. Cuxart, M. Khairoutdinov, B. Kosovic, D.C. Lewellen, C.-H. Moeng, A.P. Siebesma, B. Stevens, D.E. Stevens, I. Sykes, and M.C. Wyant, 1999: An intercomparison radiatively-driven entrainment and turbulence in a smoke cloud, as simulated by different numerical models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 391–423.
- Brown, A.R., 1999a: Large-Eddy Simulation and Parameterization of the effects of shear on shallow cumulus convection. *Boundary-Layer Meteorology*, **91**, 65–80.
- Brown, A.R., 1999b: The sensitivity of large-eddy simulations of shallow cumulus convection to resolution and subgrid model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 469–482.
- Brown, A.R., R.T. Cederwall, A. Chlond, P.G. Duynkerke, J.-C. Golaz, J. M. Khairoutdinov, D.C. Lewellen, A.P. Lock, M.K. MacVean, C.-H. Moeng, R.A.J. Neggers, A.P. Siebesma, and B. Stevens, 2002: Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **128**, 1075–1094.
- Chlond, A., 1992: Three-dimensional simulation of cloud Street Development during a cold air outbreak. *Boundary-Layer Meteorology*, **58**, 161–200.
- Cuijpers, J.W.M. and P.G. Duynkerke, 1993: Large-eddy simulation of trade-wind cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3894–3908.
- Cuxart, J., P. Bougeault, and J.-L. Redelsperger, 2000: A turbulence scheme allowing for mesoscale and Large-Eddy Simulations. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 1–30.
- Emanuel, K.A., 1991: A scheme for representing cumulus convection in large-scale models. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2313–2335.
- Grant, A.L.M. and A.R. Brown, 1999: A similarity hypothesis for shallow cumulus transports. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **125**, 1913–1936.
- Gregory, D., 2001: Estimation of entrainment rate in simple models of convective clouds. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **127**, 53–72.
- Gregory, D., R. Kershaw, and P.M. Inness, 1997: Parametrization of momentum transport by convection. II: Tests in Single-Column and General Circulation Models. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **123**, 1153–1184.
- Holland, J.Z. and E.M. Rasmusson, 1973: Measurement of atmospheric mass, energy and momentum budgets over a 500-kilometer square of tropical ocean. *Mon. Wea. Rev.*, **101**, 44–55.
- Holtslag, A.A.M. and C.-H. Moeng, 1991: Eddy diffusivity and countergradient transport in the convective atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1690–1698.
- Jiang, H. and W.R. Cotton, 2000: Large eddy simulation of shallow cumulus convection during BOMEX: sensitivity to microphysics and radiation. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 582–594.
- Jonker, H.J.J., P.G. Duynkerke, and J.W.M. Cuijpers, 1999a: Mesoscale fluctuations generated by boundary layer convection. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 801–808.
- Jonker, H.J.J., A.P. Siebesma, and P.G. Duynkerke, 1999b: Development of mesoscale fluctuations in cloud-topped boundary layers. In *Proceedings of 13th Symposium on Boundary Layers and Turbulence, Dallas, USA*, pages 197–200. American Meteorological Society.
- Kain, J.S. and J.M. Fritsch, 1990: A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2784–2802.
- Khairoutdinov, M.F. and Y.L. Kogan, 1999: Large-eddy simulation model with explicit microphysics: Validation against aircraft observations of a stratocumulus-topped boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 2115–2131.
- Lenderink, G. and A.P. Siebesma, 2000: Combining the massflux approach with a statistical cloud schemes. In *Proceedings of 14th Symposium on Boundary Layers and Turbulence, Aspen, USA*, pages 66–69. American Meteorological Society.
- Lewellen, D.C., W.S. Lewellen, and S. Yoh, 1996: Influence of Bowen Ratio on Boundary-Layer Cloud Structure. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 175–187.
- Mellor, G., 1977: Subgrid scale condensation in models of nonprecipitating clouds. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1483–1484.
- Moeng, C.-H., 1984: A large-eddy simulation model for the study of boundary layer turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2052–2062.
- Moeng, C.-H., W.R. Cotton, C. Bretherton, A. Chlond, M. Khairoutdinov, S. Krueger, W.S. Lewellen, M.K. MacVean, J.R.M. Pasquier, H.A. Rand, A.P. Siebesma, B. Stevens, and R.I. Sykes, 1996: Simulation of a Stratocumulus-topped planetary boundary layer: Intercomparison among different numerical codes. *Bull. of the Amer. Met. Soc.*, **77**, 261–278.
- Neggers, R.A.J., P.G. Duynkerke, and S.M.A. Rodts, 2002: Shallow cumulus convection, a validation of large-eddy simulation against aircraft and Landsat observations. submitted to *Q. J. Roy. Met. Soc.*
- Nicholls, S., M.A. Lemone, and G. Sommeria, 1982: The simulation of a fair weather marine boundary layer in GATE using a three-dimensional model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **108**, 167–190.
- Nieuwstadt, F.T.M., P.J. Mason, C.-H. Moeng, and U. Schumann, 1993: Large-eddy simulation of the convective boundary layer: A comparison of four computer codes. In Durst, F., R. Friedrich, B.E. Launder, F.W. Schmidt, U. Schumann, and J.H. Whitelaw, editors, *Turbulent Shear Flows 8*. Springer-Verlag, Berlin.
- Nitta, T. and S. Esbensen, 1974: Heat and moisture budget analyses using BOMEX data. *Mon. Wea. Rev.*, **102**, 17–28.
- Pielke, R.A., W.R. Cotton, R.L. Walko, C.J. Tremback, W.A. Lyons, L.D. Grasso, M.E. Nicholls, M.D. Moran, D.A. Wesley, T.J. Lee, and J.H. Copeland, 1992: A comprehensive meteorological modeling system – RAMS. *Meteor. Atmos. Phys.*, **49**, 69–91.
- Raga, G.B., J.B. Jensen, and M.B. Baker, 1990: Characteristics of cumulus band clouds off the coast of Hawaii. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 338–355.
- Roeckner, E., L. Bengtsson, M. Christoph, M. Claussen, L. Dumenil, M. Esch, M. Giorgetta, U. Schlese, and U. Schulzweida, 1996: The Atmospheric general circulation model ECHAM-4: Model description and simulation of present-day climate. Technical Report 218, Max-Planck-Institut für Meteorologie.
- Shutts, G.J. and M.E.B. Gray, 1994: A numerical modelling study of the geostrophic adjustment process following deep convection. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 1145–1178.

- Siebesma, A.P., 1998: Shallow Cumulus Convection. In Plate, E.J., E.E. Fedorovich, X.V. Viegas, and J.C. Wyngaard, editors, *Buoyant Convection in Geophysical Flows*, volume 513, pages 441–486. Kluwer Academic Publishers.
- Siebesma, A.P. and J.W.M. Cuijpers, 1995: Evaluation of parametric assumptions for shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 650–666.
- Simpson, J. and V. Wiggert, 1969: Models of precipitating cumulus towers. *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 471–489.
- Slingo, J.M., 1987: The development and verification of a cloud prediction scheme for the ECMWF model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 899–927.
- Sommeria, G., 1976: Three-dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade-wind boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 216–241.
- Sommeria, G. and J.W. Deardorff, 1977: Subgrid-scale condensation in models of non-precipitating clouds. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 344–355.
- Sommeria, G. and M.A. Lemone, 1978: Direct testing of a three-dimensional model of the planetary boundary layer against experimental data. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 25–39.
- Stevens, B., A.S. Ackerman, B.A. Albrecht, A.R. Brown, A. Chlond, J. Cuxart, P.G. Duynkerke, D.C. Lewellen, M.K. Macvean, R.A.J. Neggers, E. Sanchez, A.P. Siebesma, and D.E. Stevens, 2001: Simulations of trade-wind cumuli under a strong inversion. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1870–1891.
- Stevens, B., R.L. Walko, W.R. Cotton, and G. Feingold, 1996: Elements of the microphysical structure of numerically simulated nonprecipitating stratocumulus. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 980–1007.
- Stevens, D.E., V.E. Beckner, A.S. Almgren, J.B. Bell, and C.A. Rendleman, 2000: Small scale processes and entrainment in a stratocumulus marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 567–581.
- Stull, R.B., 1985: A fair-weather cumulus cloud classification for mixed-layer studies. *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **24**, 49–56.
- Sundqvist, H., 1978: A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **104**, 677–690.
- Teixeira, J., 2001: Cloud fraction and relative humidity in a prognostic cloud fraction scheme. *Mon. Wea. Rev.*, **00**, 00–00.
- Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1779–1800.
- Tiedtke, M., 1993: Representation of clouds in Large-Scale Models. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3040–3061.
- Tiedtke, M., W.A. Hackley, and J. Slingo, 1988: Tropical forecasting at ECMWF: The influence of physical parameterization on the mean structure of forecasts and analyses. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **114**, 639–664.
- Wyant, M.C., C.S. Bretherton, H.A. Rand, and D.E. Stevens, 1997: Numerical Simulations and a Conceptual Model of the Stratocumulus to Trade Cumulus Transition. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 168–192.
- Xu, K.M. and S.K. Krueger, 1991: Evaluation of cloudiness parameterizations using a cumulus ensemble model. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 342–367.
- Xu, K.M. and D.A. Randall, 1996: A semiempirical cloudiness parameterization for use in climate models. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 3084–3102.

## 5.7

## DIURNAL CYCLES OF A MARINE SC LAYER AND CU OVER LAND SIMULATED WITH A TKE SCHEME USING A UNIFIED FORMULATION OF THE MIXING LENGTH

E. Sánchez<sup>(1)\*</sup> and J. Cuxart<sup>(2)</sup>

(1) Instituto Nacional de Meteorología, Madrid, Spain

(2) Grup de Meteorologia, Dpt. Física, Universitat de les Illes Balears, Mallorca, Spain

## 1 INTRODUCTION

The representation of the cloudy boundary layer (CBL) using single column models (SCM) is a complex subject, but of permanent interest, since it is the previous step to the implementation of theories in NWP or climate models. The CBL is of outmost importance, since it determines the radiative budget of the atmosphere and the transport of energy and mass from the surface to the free troposphere. Very different cloudy situations need to be modelled, ranging from complete coverage (Stratocumulus cloud topped boundary layers (STBL)), to low shallow cumulus topped boundary layers (CTBL). Both extreme situations are controlled by different physical processes. STBL is dominated by radiative cooling at cloud layer top, mixing the whole boundary layer from conservative variables ( $\theta_l$  and  $r_l$ ) values. CTBL has a clear convective structure, where updrafts generate condensation in a conditionally unstable layer, and with compensating dry downdrafts. Cumulus in different stages of its life cycle coexist in that layer. Traditionally, high-order turbulence closures have been used to parameterize STBLs, while mass-flux schemes have been used to represent CTBLs. Many efforts have been made looking for a unified representation of boundary layer clouds, mainly trying to extend mass flux ideas to represent also stratocumulus layers (Lappen and Randall(2001)). De Roode *et al.* (2000), pointed from theoretical arguments that some degree of equivalence is shown between entrainment/detrainment rates in a mass flux scheme and mixing length in a turbulence-closure scheme. This work presents a study of how well a 1.5 order closure turbulence scheme can do for both CTBL and STBL. There are two key factors: a statistical sub-grid condensation (Sommeria+Deardorff (1977) with low cloudy conditions correction), and the closure of the scheme with Bougeault-Lacarrère (1989) mixing length (BL89).

## 2 MIXING LENGTH INCLUDING CLOUDINESS

BL89 mixing length is obtained as follows:

\*Corresponding author address: E Sánchez, Inst. Nal. Meteorología (INM), Apt 285, 28040 Madrid, Spain. e-mail: e.sanchez@inm.es

$$\int_z^{z+l_{up}} \beta(\theta_{c,p}(z') - \theta_{c,e}(z)) dz' = c(z) \quad (1)$$

$$\int_z^{z+l_{down}} \beta(\theta_{c,p}(z') - \theta_{c,e}(z)) dz' = c(z) \quad (2)$$

where  $\beta = g/\theta_{c,ref}$ , and  $p$  and  $c$  denote parcel and environmental values. Mixing length  $L$  is obtained averaging  $l_{up}$  and  $l_{down}$ . For dry situations, initial  $\theta_{c,p}(z)$  is conserved ( $\theta_{c,dry} \equiv \theta_{c,p}$ ). In total cloud coverage conditions, conservation of  $\theta_l$  and  $r_l$  to obtain the buoyancy of parcel at each level is required ( $\theta_{c,wet}(z') \equiv \theta_{c,p}(z')$ ). In a partially cloudy layer, this approach makes the displaced particle too active, leading to too high cloud cover. The following expression for the buoyancy of the particle is proposed for cloud cover between 0 and 1, reducing to the previous proposals for extreme cases:

$$\theta_c(z') = N \cdot \theta_{c,wet}(z') + (1 - N) \cdot \theta_{c,dry}(z') \quad (3)$$

After some calculations, we have

$$\theta_c(z') = \theta_{c,wet}(z') - (1 - N)(\theta_{c,wet}(z') - \theta_{c,dry}(z')) \quad (4)$$

that is, final  $\theta_c$  can be expressed as wet value minus some term proportional to difference between wet and dry values. The use of  $N$  as a weighting factor in equations (3-4) has physical sense and also relates somewhat to mass-flux top hat sampling. Nevertheless, some other factors can play an important role in the computation of a final  $\theta_c$ , like cloud core (which would account for only active clouds), or skewness (to consider the asymmetry of updrafts and downdrafts) and so they could be considered.

## 3 CASE TESTS: DIURNAL CYCLES OF SC AND CU

To test this ideas, the two boundary layer simulations from European EUROCS<sup>1</sup> project are used. Two diurnal cycle cases were proposed:

- a) Stratocumulus case based on California FIRE observations campaign. Simulation lasts for 37 hours, showing a clear diurnal cycle.
- b) Shallow cumulus diurnal cycle over land, from ARM campaign (measurements made at Southern Great Planes). Simulations lasts 14.5 hours

<sup>1</sup>EUROCS: European Cloud Systems; <http://www.cnrn.meteo.fr/gcss/EUROCS/EUROCS.html>

We use Meso-NH model (Lafore et al. 2000), both in SCM and in LES, except when opposite stated.

4 RESULTS

**FIRE case** In Cuxart and Sánchez (1997) the wet mixing length was tested in a stationary case. Now this parameterization is checked in an evolving situation. Fig. 1 shows the evolution of the liquid water path, and the improvement of wet length related to dry one when comparing with LES results.

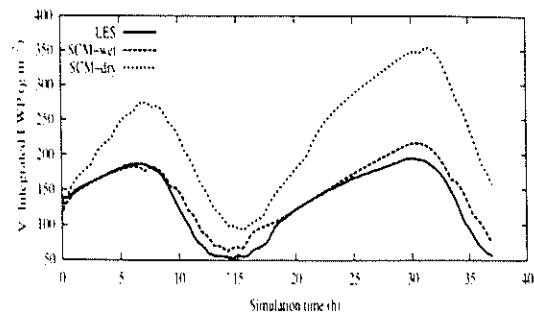


Figure 1: Integrated LWP. FIRE case

Buoyancy fluxes (fig. 2) gives an accurate description of how SCM behaves compared with LES, and the reasonable representation of the most important physical processes in a STBL (phase change and entrainment at cloud top). The use of a mixing length that takes into account the phase changes in the evolution of the displaced particle means a clear improvement when simulating the diurnal cycle of a STBL.

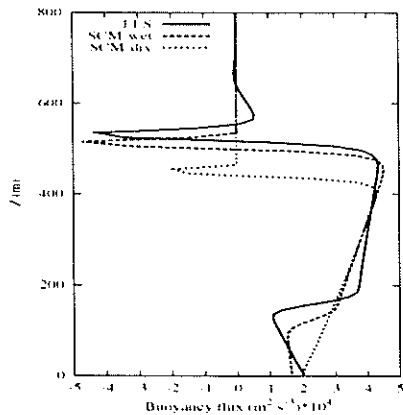


Figure 2:  $\overline{w'\theta'}$  flux, night conditions

**ARM case:** Timeseries of LWP and TKE (fig. 3) show clearly the difficulty of a correct representation of the whole cycle in intensity and time location: only with a “mixed” formulation (eq. 3-4) of L the whole cycle can be reasonably reproduced. Inspection of the vertical structures shows that cloud tops (with cloud cover less than 3%) are not captured properly and the

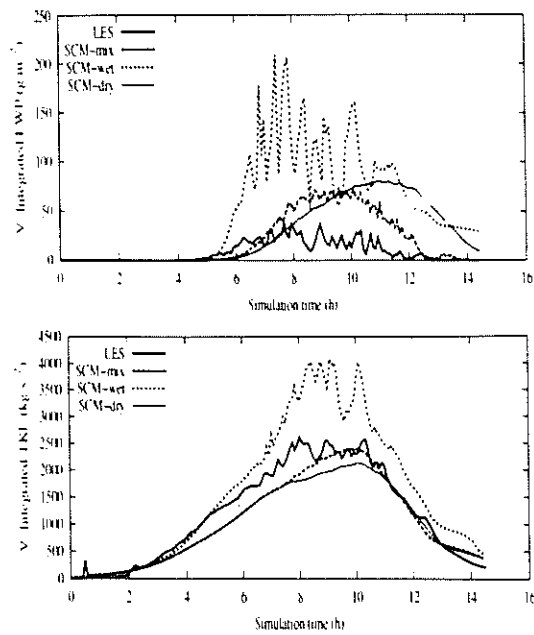


Figure 3: LWP and TKE, ARM case

vertical distribution of cloud water is not as steady as LES, but follows a cycle. Turbulent fluxes and related quantities have realistic integral values and vertical structure, but they clearly underestimate mean cloud layer growth, showing a shallower mean turbulence vertical activity. If more weight is given to the wet contribution the cloud layer is deeper, but with too high values for cloud cover and cloud water. The adequate combination of factors is still under research.

5 CONCLUSIONS

Results of FIRE case confirm that the good behaviour under stationary conditions (Cuxart.Sanchez (1997)) can be reasonably reproduced by a 1.5 turbulence closure model with a mixing length that takes into account condensation processes. For cumulus conditions, an intermediate formulation between dry and completely wet conditions improves both extreme formulations. But although diurnal cycle and the fluxes are qualitative captured and conditional instability is preserved, vertical distribution of cloud activity is underestimated with mixed formulation. Further work is being done, trying to obtain a complete consistency in the use of N as factor to weight mixing length formulation.

References :

-Bougeault.Lacarrère,1989:*Mon. Wea. Rev.***117**,1872-1890  
-Cuxart.Sanchez,1997:*12<sup>th</sup> Symposium on Boundary layers and turbulence*, pp 261-263  
-de Rooode.Duynkerke.Siebesma,2000:*J.Atmos.Sci.***57**, 1585-1598  
-Lappen.Randall,2001:*J.Atmos.Sci.***58**, 2052-2072  
-Sommeria.Deardorff, 1977: *J.Atmos.Sci* **34**,344-355

